Witaj! Mam na imię Antek! Przed twoimi oczami znajduje się ogromna encyklopedia jak i kapsuła czasu na temat lamp elektronowych. Dowiesz się z niej wszystkiego o lampach elektronowych i starej technologii. Rozdziały na temat półprzewodników są już nie do końca aktualne ale wciąż niosą za sobą wartość merytoryczną.

Wierzę że wiedza powinna być bezpłatna i ogólnodostępna. Dlatego zainwestowałem wiele godzin swojego czasu aby ręcznie zeskanować tę książkę. Można korzystać z niej bez opłat. Zakaz pobierania wszelkich opłat za rozpowszechnianie, wypożyczanie lub oddawanie tego pliku.

Życzę miłego czytania oraz z góry przepraszam że niektóre litery mogłyby być niewyraźne.

Wydano 1966

Ukończono skanowanie 3 marca 2024

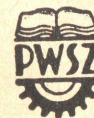
Jan Sawicki

LAMPY ELEKTRO-NOWE I ELEMENTY PÓŁ-PRZEWODNIKOWE

Edw. Kucharski

Jan Sawicki

LAMPY ELEKTRONOWE I ELEMENTY PÓŁPRZEWODNIKOWE



WARSZAWA
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWA SZKOLNICTWA ZAWODOWEGO

REDAKTOR: MGR INŻ. MARIA MARUSZEWSKA

OKŁADKĘ PROJEKTOWAŁA: HALINA JAROSZ

Książka zatwierdzona przez Ministerstwo Oświaty jako książka fachowa dla uczniów technikum grupy telekomunikacyjnej o specjalności elektronika oraz radiotechnika i telewizja, klasa III i IV.

Książka zawiera wiadomości z podstaw działania lamp elektronowych odbiorczych i nadawczych, lamp prostowniczych, ultrakrótkofalowych, elektronopromieniowych, analizujących, magazynujących, liczących, łącznikowych i specjalnych oraz elementów półprzewodnikowych, jak diod, tranzystorów i fotoelementów.

Przeznaczona jest jako książka fachowa dla uczniów klas III i IV technikum grupy telekomunikacyjnej, specjalności elektronika oraz radiotechnika i telewizja, słuchaczy PST i innych specjalności pragnących zapoznać się z zasadą działania i zastosowaniem elementów elektronicznych.

REDAKTOR TECHNICZNY: RENATA RÓŻEWICZ

KOREKTORZY: BRONISŁAWA ŁAPIŃSKA i MARIA SURMOWA

PWSZ 1966. Wydanie I. Nakład 10 000+200 egz. Ark. wyd. 27,7. Ark. druk. 28,25 Papier druk. sat. kl. V, 86×122, 70 g z Fabryki Papieru w Częstochowie. Oddano do składania 6.VIII.1965. Podpisano do druku 7.I.1966. Druk ukończono w styczniu 1966
Cena zł 27,—

Drukarnia Techniczna, Bytom, ul. Przemysłowa 2 — zam. 430 - F-7

SPIS TREŚCI

1. WIADOMOŚCI WSTĘPNE

Lampy elektronowe i elementy półprzewodnikowe są podstawowymi przyrządami elektronowymi, jakie mają zastosowanie w elektronice. Obejmują one przyrządy, w których zasadniczą rolę odgrywa przepływ nośników elektrycznych, a przede wszystkim elektronów w próżni, w gazach i półprzewodnikach. Wchodzą w grę w dużej mierze zarówno oddziaływania na przepływ tych nośników, jak również wywoływane zjawiska.

Zalicza się więc do nich lampy elektronowe próżniowe, lampy gazowane, diody krystaliczne i tranzystory. Lampy elektronowe i elementy półprzewodnikowe — tranzystory są najbardziej powszechnie spotykane.

Rola elektroniki w życiu nowoczesnych społeczeństw i rozwoju nauki i techniki ma zasadnicze znaczenie; nowe osiągnięcia, nowe zastosowania, a często całe nowe dziedziny wiedzy sprawiają, że przenikanie jej jest coraz bardziej wszechstronne. Sztuka, architektura, budownictwo, miernictwo, badania przestrzeni kosmicznej, medycyna, komunikacja, radiotechnika, telewizja — są to dziedzinny życia, w których urządzenia elektroniczne stają się często niezastąpione.

Pełna automatyzacja procesów produkcyjnych nie byłaby również możliwa bez istnienia urządzeń elektronicznych.

Szeroki wachlarz zastosowań oraz coraz nowe wymagania spowodowały ewolucję w kształcie i konstrukcji lamp. Nowoczesne lampy elektronowe i półprzewodniki mają wygląd bardzo różniący się od siebie.

Pierwszy przyrząd elektronowy, podobny do dzisiejszej lampy elektronowej został zbudowany przez Fleminga w 1904 r., a ulepszony przez Lee de Foresta w roku 1906. Były to lampy, które wg obecnej nomenklatury można by zakwalifikować jako diodę detekcyjną, a następnie lampę z siatką sterującą — triodę. I. Lang-

Tablica 1-1. Przegląd historyczny rozwoju konstrukcji lamp

1923	1925	1927	1928		1929
RE 11	RE 064	RE 134	REN 1004	RE 604	RES 094
1930	1931	1932	1933	1934	1935
RES 164	RENS 1284	RES 964	RENS 1234	ACH 1	AF 7
1936		1937		1938	1939
AD 1	AL 4	AL 5	AM 2	EM 1	ECL 11
1939	1940				1945
EM 11	UCH 11	UBF 11	UCL 11	UY 11	VEL 11

cd. tabl. 1-1

1946	1947	1949	1950	1951	
VCH 11	VF 14	ECF 12	ECL 113	EAA 91	EF 80

muir w Stanach Zjednoczonych opracowuje nową metodę wytwarzania próżni za pomocą pomp dyfuzyjnych. Następuje coraz to większy rozwój konstrukcji i zastosowań, który pozwala w roku 1915 na przeprowadzenie pierwszej rozmowy przez Atlantyk między Paryżem a Waszyngtonem.

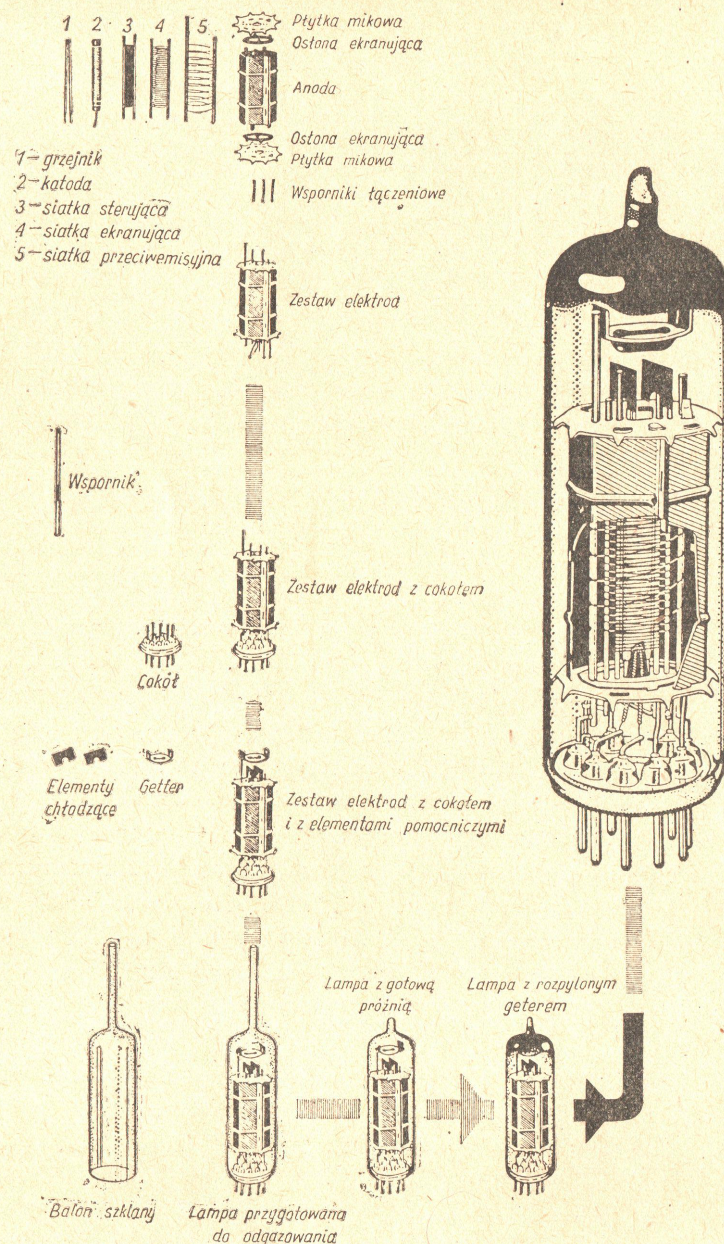
Obecna konstrukcja lampy znacznie różni się od jej prototypu (rys. 1-1). Przebieg historyczny rozwoju lamp podano w tablicy 1-1.

Początki elementom półprzewodnikowym dały prace Bardeena i Brittaina, które pozwoliły w roku 1945 na budowę pierwszego tranzystora. Podobnie jak w rozwoju lamp elektronowych, w elementach półprzewodnikowych pojawiają się diody krystaliczne i tranzystory typu ostrzowego, a następnie złączowe, początkowo małych mocy, rzędu miliwatów i małych częstotliwości, do dużych mocy rzędu kilkudziesięciu watów i wielkich częstotliwości.

Rozwój prac badawczych nad elementami półprzewodnikowymi prowadzi do pojawienia się w grupie diod krystalicznych diod Zenera, Esaki, diod lawinowych stosowanych w układach przerzucających. Opanowanie technologii złącz *p-n* pozwoli na budowę wielokrotnych złącz *p-n* i stosowanie ich w jednej hermetycznej obudowie.

Równolegle do prac nad lampami elektronowymi i elementami półprzewodnikowymi czułymi na wielkości elektryczne, obecnie rozwijają się prace nad elementami półprzewodnikowymi czułymi na inne bodźce niż napięcie elektryczne, np. fotodiody, fototranzystory, termistory, halotrony.

Jesteśmy obecnie świadkami rozwoju nowych materiałów magnetycznych, generatorów i wzmacniaczy parametrycznych, wzmacniaczy o wymuszonej emisji promieniowania, tzw. masery



Rys. 1-1. Konstrukcja lampy elektronowej małej częstotliwości

i wreszcie lasery, tj. źródła koncentrowanych wiązek światła monochromatycznego koherentnego. Te ostatnie przyrządy zapoczątkowały nowy dział elektroniki, tzw. elektronikę kwantową, która otwiera szerokie możliwości przede wszystkim dla nowych systemów łączności i lokacji.

2. KLASYFIKACJA I OZNACZENIE TYPÓW LAMP

2.1. ZASADNICZE ELEMENTY SKŁADOWE LAMPY

Lampa elektronowa składa się zasadniczo z dwóch lub trzech rodzajów elektrod: katody i anody (lampa dwuelektrodowa) względnie katody, siatek i anody (lampy trójelektrodowe i więcej), umieszczonych w naczyniu szklanym (rzadziej metalowym) opróżnionym z powietrza lub napełnionym gazem.

Katody mogą być metalowe (najczęściej wolfram) lub tlenkowe, siatki wykonywane są najczęściej w postaci skrętek umieszczonych współosiowo z anodą i przymocowanych np. do dwu prętów wspornikowych.

Siatki lamp małej mocy o temperaturze pracy 250÷400°C są wykonane z niklu, molibdenu lub stopów niklu. Siatki lamp dużej mocy o temperaturze pracy dochodzącej do 1000°C są wykonywane z tantalu, molibdenu lub wolframu.

Anody lamp odbiorczych są wykonywane z blachy pełnej lub perforowanej niklowej lub żelaznej (często aluminiowej), lamp zaś o większej mocy (50÷150 W) z grafitu. W lampach nadawczych stosuje się anody miedziane z chłodzeniem powietrznym lub wodnym.

Bańki lampy wykonuje się ze szkieł miękkich (sodowo- lub ołowiowo-krzemowych) przystosowanych do pracy w temperaturze dochodzącej do 200°C oraz ze szkieł twardych (boro-krzemowych) przystosowanych do pracy w temperaturze dochodzącej do 450°C. Bańki lamp metalowych wykonywane są ze specjalnej stali.

Ciśnienie w lampach próżniowych małej mocy wynosi 10^{-5} do 10^{-6} Tr; dużej mocy zaś 10^{-7} Tr; wysokiego napięcia 10^{-8} Tr.

Ciśnienie w lampach gazowanych: jarzeniowych — kilka do kilkudziesięciu torów; gazotronach rtęciowych $2 \cdot 10^{-3} \div 10^{-3}$ Tr; fotokomórkach 0,4÷2 Tr; bareterach 20÷200 Tr; żarówkach 500 do 1000 Tr.

2.2. KLASYFIKACJA LAMP

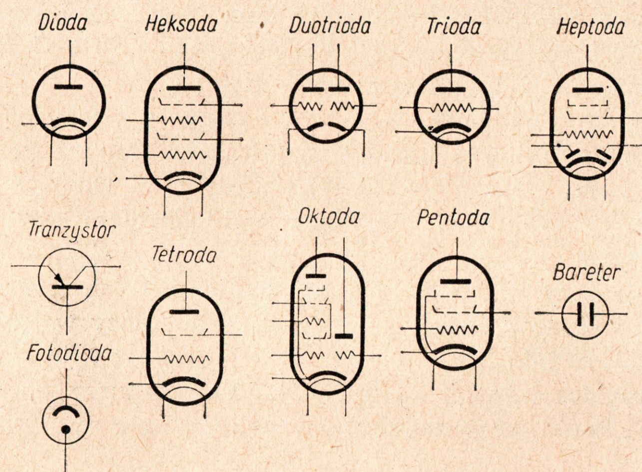
Lampy elektronowe można podzielić:

a) pod względem wyładowania na:
1. Próżniowe
2. Gazowane,

b) pod względem przeznaczenia na:
3. Prostownicze
4. Detekcyjne
5. Wzmacniające
6. Mieszające
7. Modulujące
8. Generacyjne
9. Fotoelektryczne
10. Oscyloskopowe
11. Analizujące
12. Specjalne,

c) pod względem częstotliwości na:
13. Małej częstotliwości
14. Wielkiej częstotliwości
15. Mikrofalowe ($f > 300$ MHz),

d) pod względem liczby elektrod na:
16. Diody
17. Triody
18. Tetrody
19. Pentody



Rys. 2-1. Symbole schematyczne lamp i elementów półprzewodnikowych typu odbiorczego

20. Heksody
21. Heptody
22. Oktody
23. Inne, np. Enneody.

Symbole schematyczne lamp w zależności od przeznaczenia i rodzaju emisji lamp specjalnych podano na rys. 2-1 i 2-2.

Oprócz tego istnieje podział typów na lampy odbiorcze i nadawcze. Do lamp nadawczych zalicza się lampy o mocy admisyjnej przekraczającej 20 W.

2.3. OZNACZENIA LAMP ODBIORCZYCH

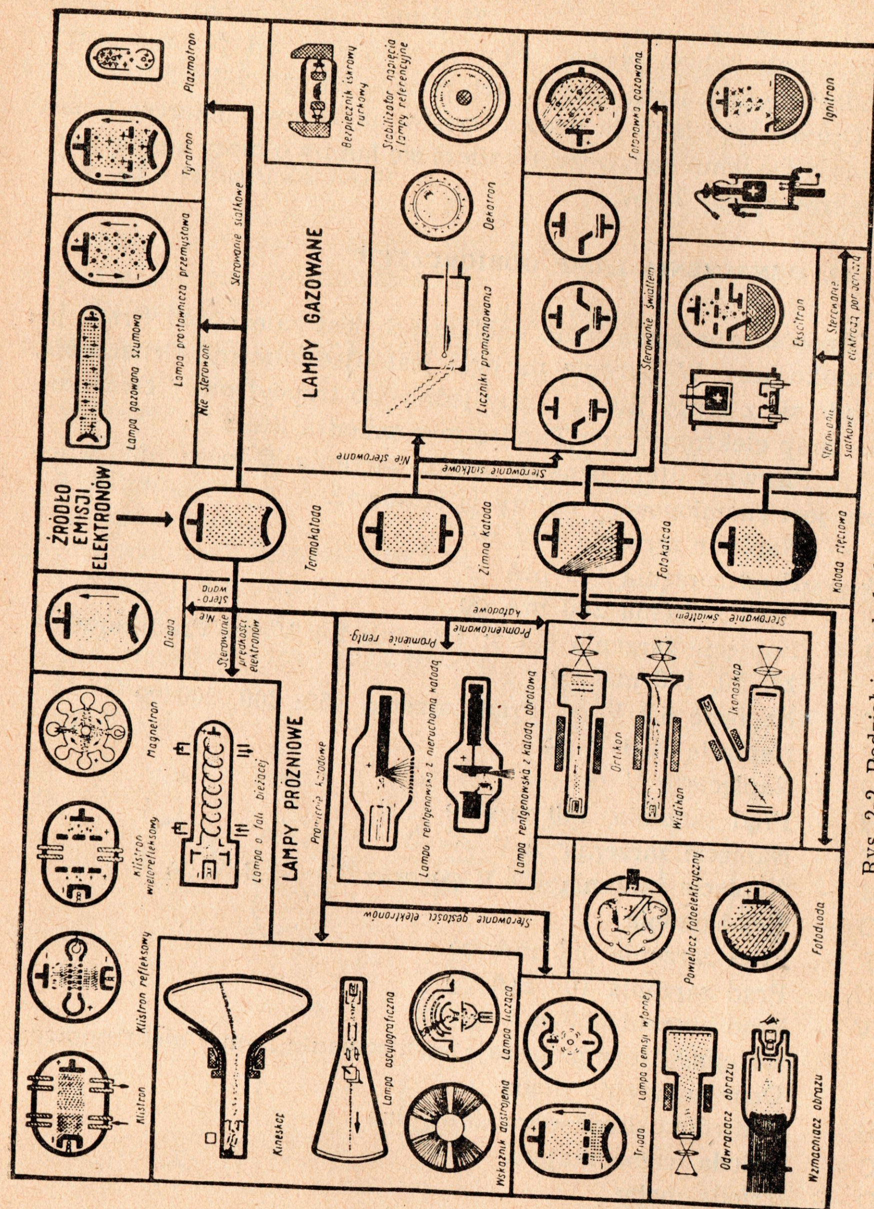
Sposób oznaczenia lamp odbiorczych jest zależny od firmy ją produkującej. W Europie na ogół jest ujednolicony. Oznaczenie składa się z grupy liter i liczby jedno- do trzycyfrowej. Oznaczenie lamp elektronowych Tungsram poprzedza litera T.

a. Pierwsza litera oznacza sposób żarzenia. Odpowiednia wartość jest znamionowa i należy ją stosować.

A — Napięcie żarzenia 4 V ~
B — Prąd żarzenia 180 mA =
C — Prąd żarzenia 200 mA ≌
D — Napięcie żarzenia 0,625; 1,25 lub 1,4 V =. Prąd żarzenia 25, 50, 100 mA ≌
E — Napięcie 6,3 V ~. Prąd żarzenia 150, 200, 300 ≌
F — Napięcie 12,6 V ≌
G — Napięcie 5 V ~
H — Prąd żarzenia 150 mA ≌
K — Napięcie żarzenia 2 V =
M — Napięcie żarzenia 1,9 V ≌ oraz 2,4 i 2,8 V ≌
O — Bez żarzenia
P — Prąd żarzenia 300 mA ≌
U — Prąd żarzenia 100 mA ≌
V — Prąd żarzenia 50 mA ≌

b. Następne litery oznaczają zastosowanie lampy elektronowej

A — Demodulacyjna dioda
B — Podwójna dioda demodulacyjna
C — Trioda wzmacniająca
D — Trioda mocy
E — Tetroda
F — Pentoda napięciowa



Rys. 2-2. Podział i symbole lamp specjalnych

H — Heksoda, heptoda
K — Oktoda
L — Pentoda mocy
M — Wskaźnik dostrojenia
N — Tyratron
P — Lampa elektronowa z powielaczem elektronów
Q — Enioda, nonoda (detektor dla *FM*)
W — Dioda gazowana prostownicza
X — Podwójna dioda gazowana prostownicza
Y — Próżniowa dioda prostownicza
Z — Podwójna dioda próżniowa prostownicza

c. Liczba oznacza serię, ostatnia cyfra oznacza typ:

1 ... 9 — Lampy elektronowe z cokołem wtyczkowym oraz bocznostykowym

11 ... 19 — Lampy elektronowe metalowe o średnicy 43,5 mm, 5+3 profilowych kołków i klucz kierujący na cokole. Końcowe, prostownicze i wskaźnikowe są szklane i z bakelitowym cokołem.

21 ... 29 — Lampy elektronowe szklane, nazywane „całoszklane" na prasowanej płytce, z walcową bańką i z 8 kołkami o średnicy 1,26 mm jako styki, z kierującym kluczem na środku (B 8 G) i z zamkiem na nim.

30 ... 40 — Lampy elektronowe szklane z małym bakelitowym cokołem z 8 (oktal) długimi rurkowymi nóżkami i z bakelitowym kluczem. Siatka wyprowadzona do góry.

40 ... 49 — Lampy elektronowe podobne do serii E ... 21, lecz mniejsze, na płytce ze spiekanego prasowanego szkła. Nazywają się „rimlok". Mają 8 drutowych kołków rozmieszczonych na obwodzie cokołu (B 8 A) i zgrubienie kierujące na boku bańki.

50 ... 59 — Zwłaszcza lampy elektronowe Philips specjalnych wykonań.

60 ... 69 — Lampy elektronowe podobne do serii E ... 21, lecz większe z cokołem o 9 nóżkach.

70 ... 79 — Karzełkowe (subminiaturowe) bez cokołu z wyprowadzonymi drutami.

80 ... 89 — Miniaturowe z dziewięcioma stykami na okręgu dzielonym na 10 części, zwane nowal.
90 ... 99 — Karzełkowe z siedmioma stykami na okręgu dzielonym na 8 części (B 7 G), zwane heptal.
100 ... 900 — Cokoły specjalne, różne.

Symbole lamp elektronowych produkcji radzieckiej składają się z czterech grup liter i cyfr. Znaczenie poszczególnych grup wyjaśniają niżej zamieszczone tablice (tabl. 2-1, 2-2, 2-3, 2-4).

Tablica 2-1. Pierwsza grupa oznaczeń

Lp.	Grupa przyrządów próżniowych	Symbol grupy
1	Lampy generacyjne do 25 MHz	ГК
2	Lampy generacyjne UKF 25 ... 600 MHz	ГУ
3	Lampy generacyjne zakresu centymetrowego	ГС
4	Lampy modulacyjne	ГМ
5	Lampy prostownicze	В
6	Stabilizatory napięcia	СГ
7	Tyratrony gazowane	ТГ
8	Tyratrony z parami rtęci	ТР
9	Gazotrony gazowane	ГГ
10	Gazotrony z parami rtęci	Р
11	Ogniwa fotoelektryczne z krotniki (powielacze) fotoelektryczne	Ф
12	Lampy odbiorcze wzmacniające i prostownicze	Liczba odpowiadająca wartości napięcia w woltach (zaokrągl.)
13	Kineskopy	Liczba odpowiadająca średnicy lub przekątnej ekranu w cm

Przykłady oznaczeń

1. Lampa przemiany częstotliwości z wieloma siatkami sterującymi, żarzenie 1,2 V, drugi typ, palcowa — 1 А 2 П
2. Pentoda w.cz., żarzenie 6,3 V, o krótkiej charakterystyce, typ trzeci, palcowa — 6 Ж 3 П
3. Pentoda mocy, żarzenie 6,3 V, typ 1, palcowa — 6 П 1 П
4. Lampa generacyjna do 25 MHz, nr typu 71 — ГК-71
5. Stabilizator napięcia, typ 2, palcowy — СГ 2 П
6. Kineskop o odchylaniu elektromagnetycznym o średnicy 23 cm, typ 1, kolor biały — 23 ЛК 1 Б

Tablica 2-2. Druga grupa oznaczeń

Lp.	Grupa przyrządów próżniowych	Symbol grupy
1	Diody	Д
2	Diody podwójne	Х
3	Triody	С
4	Tetrody	Э
5	Pentody mocy i tetrody mocy	П
6	Pentody ekranowe mocy i tetrody strumieniowe o wydłużonej charakterystyce	К
7	Pentody ekranowe i tetrody strumieniowe o krótkiej charakterystyce	Ж
8	Lampy przemiany z dwiema siatkami sterującymi	А
9	Triody z jedną lub dwiema diodami	Г
10	Pentody z jedną lub dwiema diodami	Б
11	Podwójne triody	Н
12	Triody-pentody	Ф
13	Wskaźniki elektronowe	Е
14	Lampy prostownicze (odbiorcze)	Ц
15	Gazotrony	Liczba określająca numer typu
16	Tyratrony	
17	Prostowniki mocy	
18	Lampy oscylograficzne o odchylaniu elektrostatycznym	ЛО
19	Lampy oscylograficzne o odchylaniu elektromagnetycznym	ЛМ
20	Kineskopy o odchylaniu elektromagnetycznym	ЛК
21	Ogniwa fotoelektryczne i krotniki fotoelektryczne z katodą cezową	Ц
22	Ogniwa fotoelektryczne i krotniki fotoelektryczne z katodą antymonowo-cezową	С

Uwaga: Lampy generacyjne i modulacyjne nie mają oznaczeń drugiej grupy

Tablica 2-3. Trzecia grupa oznaczeń

Lp.	Grupa przyrządów próżniowych	Symbol grupy
1	Lampy generacyjne wszystkich zakresów	Liczba oznaczająca kolejny numer typu
2	Lampy modulacyjne	
3	Lampy odbiorcze	
4	Stabilizatory napięcia	
5	Ogniwa fotoelektryczne i krotniki fotoelektryczne	

Uwaga: Gazotrony, tyratrony i lampy prostownicze nie mają trzeciej grupy oznaczeń

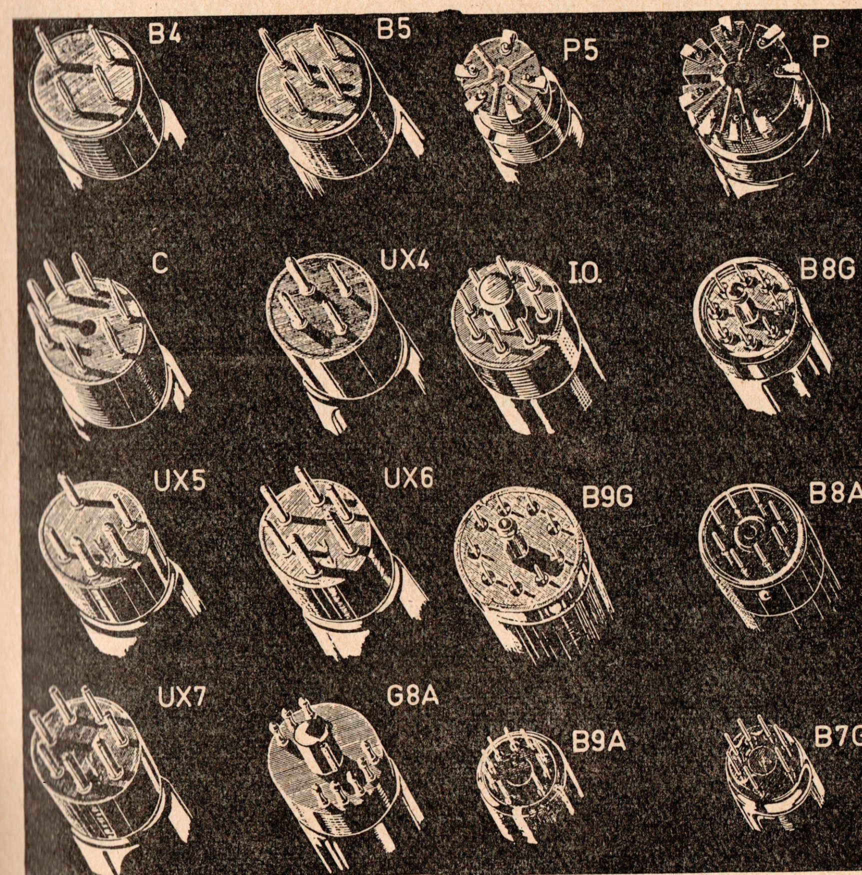
Tablica 2-4. Czwarta grupa oznaczeń

Lp.	Grupa przyrządów próżniowych	Symbol grupy
1	Lampy generacyjne wszystkich zakresów i modulacyjne. Litera oznacza sposób chłodzenia	wodą A powietrzem Б
2	Kineskopy i lampy oscylograficzne. Litera oznacza kolor świecenia ekranu. Uwaga. W tym przypadku symbolu tej grupy oznaczeń może nie być	białe Б niebieskie C zielone B żółto-zielone Ж długi czas poświaty Л krótki czas poświaty K
3	Ogniwa fotoelektryczne i krotniki próżniowe	B
4	Ogniwa fotoelektryczne i krotniki gazowane	Г
5	Tyratrony, gazotrony, lampy prostownicze mocy Liczba ułamkowa, której licznik określa średnie natężenie prądu w A, a mianownik amplitudę prądu napięcia zwrotnego w kV	Bańka metalowa bez oznaczenia Bańka szklana C Typ „żołądź" Ж
6	Lampy odbiorcze prostownicze, stabilizatory napięcia w urządzeniach odbiorczych Litera określająca przynależność do pewnej serii	O średnicy 10 mm Б O średnicy 6 mm A O cokole z zamkiem Л Palcowe П Dyskowe Д

Uwaga: Jeśli brakuje którejś z grup w oznaczeniu typu lampy elektronowej, to na jej miejscu znajduje się myślnik (—). Ta uwaga nie dotyczy czwartej grupy oznaczeń.

Oznaczenie amerykańskie lamp elektronowych składa się z dwu cyfr z literą pośrodku. Pierwsza cyfra oznacza przybliżone napięcie żarzenia, 0 oznacza neonówki z zimną katodą, cyfrę 1 mają lampy elektronowe bateryjne dwuwoltowe w odróżnieniu od sieciowych o napięciu żarzenia 2,5 V, oznaczonych 2. Ostatnia cyfra oznacza liczbę elektrod, przy czym włókno żarzenia i powłokę ekranującą uważa się za niezależne elektrody. 6 C 6 i 6 D 6 oznacza 6,3 V żarzenia i 6 elektrod, tj. włókno żarzenia, katoda, 3 siatki i anoda. To oznaczenie jest najogólniejsze i obejmuje lampy elektronowe szklane oraz niektóre metalowe. Jeśli później wyprodukowano szklane typy, to do poprzedniego oznaczenia dodano literę G. Typy metalowe lamp elektronowych 6 J 7 i 6 K 7 mają przy tym cokół z kluczem (K 8 A). Te same lampy elektronowe w wykonaniu szklanym (a więc na cokole jak 6 C 6 i 6 D 6) oznacza się 6 J 7 G i 6 K 7 G. Dalszy typ oznaczany jest jako wyrób. Krótsze lampy mają oznaczenie GT, a więc 6 J 7 GT i 6 K 7 GT. Niektóre lampy elektronowe, których balon szklany jest umieszczony w metalowym płaszczu, mają dodaną literę M (6 J 7 M, 6 K 7 M). Jeśli do odróżnienia typów jest to potrzebne, używa się dwu liter, a więc 6 AB 7, 5 AC 7 itd. Litery MG oznaczają również bańkę szklaną z pokryciem metalowym. MS ekranowaną bańkę szklaną, X oznacza cokół ceramiczny, Y jakikolwiek cokół, specjalny.

Najczęściej spotykane cokoły podano na rys. 2-3.



Rys. 2-3. Cokoły lamp

3. EMISJA ELEKTRONOWA

3.1. WŁASNOŚCI FIZYCZNE ELEKTRONÓW

Zasada działania lamp elektronowych polega na wywoływaniu przepływu prądu elektrycznego wywołanego ruchem elektronów. W lampach gazowanych prąd elektryczny powstaje wskutek ruchu elektronów i jonów. Ruch elektronów i jonów w lampach odbywa się pod wpływem sił pola elektrycznego, wytwarzanego w danym obszarze za pomocą napięć doprowadzonych do elektrod.

Ruchy cząsteczek zależne są od znaku i wielkości ładunków, mas cząstek, natężenia pól oraz praw rządzących ich ruchem.

W lampach gazowanych stosuje się najczęściej jednoatomowe pierwiastki z grupy gazów szlachetnych (hel, neon, argon, krypton, ksenon, radon) oraz pary rtęci; charakteryzują się one cząstkami jednoatomowymi.

Dla cząsteczek spotykanych w lampach elektronowych podano w tablicy 3-1 ich względne ładunki elektryczne i masy.

Tablica 3-1. Względne ładunki elektryczne i masy cząstek

Nazwa cząsteczki	Ładunek	Masa
Elektron	$-e$	m_0
Pozytron	$+e$	m_0
Proton (jon H)	$+e$	$1840\ m_0$
Neutron	0	$1840\ m_0$
Cząstka α (He^{++})	$+2e$	$7360\ m_0$
Neon (jon)	$+e$	$37200\ m_0$
Argon (jon)	$+e$	$73600\ m_0$
Rtęć (jon)	$+e$	$372000\ m_0$

Ładunek elektronu oznacza się sybolem e, zaś jego masę — m_0. W układzie MKS wielkości te wynoszą w przybliżeniu

$$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C} \tag{3.1}$$

$$m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{kg} \tag{3.2}$$

$$\frac{e}{m_0} = 1{,}76 \cdot 10^{11}\ \frac{\mathrm{C}}{\mathrm{kg}} \tag{3.3}$$

Podana powyżej wartość m_0 jest słuszna jedynie wtedy, gdy prędkość poruszania się elektronu jest znikomo mała w porównaniu z prędkością światła.

Przy prędkościach przekraczających 15% prędkości światła masę względną wyznacza się ze wzoru

$$m_v = \frac{m_0}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \tag{3.4}$$

przy czym: m_v — względna masa elektronu, m_0 — spoczynkowa masa elektronu, v — prędkość poruszania się elektronu, c — $3 \cdot 10^8\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$ — prędkość rozchodzenia się światła.

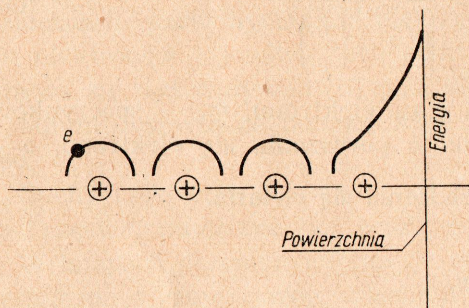
3.2. EMISJA ELEKTRONÓW

Zjawisko emisji elektronów polega na ich uwalnianiu z powierzchni ciał stałych. Zjawisko to wymaga pewnej energii, potrzebnej do pokonania dwóch odrębnych sił. Pierwsza z nich jest wynikiem wiązań atomowych i strukturalnych, które utrzymują elektrony wewnątrz ciała stałego. Druga siła powstaje na skutek przyciągania elektronu opuszczającego powierzchnię przez ładunek dodatni wytwarzający się wewnątrz ciała stałego. Całkowita energia potrzebna do pokonania obu wyżej wymienionych sił nosi nazwę pracy wyjścia danego materiału.

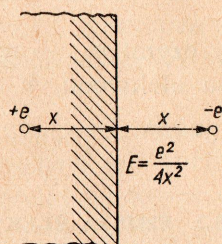
Zjawisko emisji elektronów dotyczy zazwyczaj metali. W metalach elektrony są luźno powiązane i biorą udział w przypadkowym ruchu zachodzącym w strukturze ciała stałego. Zbliżając się do powierzchni metalu, elektrony napotykają na swej drodze przeszkodę w postaci bariery potencjału. Przyczynę powstania tej bariery wyjaśnia rys. 3-1. Przedstawia on pojedyczny szereg atomów na pewnej płaszczyźnie wewnątrz ciała stałego. Gdy elektron e porusza się w prawo wzdłuż tego szeregu, mijając jądra atomów wewnątrz ciała stałego, jego stan energetyczny podlega niewielkim zmianom. Jednak w miarę zbliżania się elektronu do powierzchni ciała, energia potrzebna do pokonania siły oddziaływania atomów macierzystych gwałtownie wzrasta. Jeśli wyobrazimy sobie, że takie działanie odbywa się nie w jednej płaszczyź-

nie i nie w postaci pojedynczego szeregu atomów, lecz w przestrzeni trójwymiarowej — stanie się oczywiste istnienie bariery potencjału na powierzchni ciała stałego.

Przedostając się przez powierzchnię metalu elektron pozostawia w nim ładunek dodatni $+e$, zwany ładunkiem obrazowym. Emitowany elektron podlega działaniu siły przyciągania, zgodnie



Rys. 3-1. Zjawisko występowania bariery potencjału



Rys. 3-2. Ładunek obrazowy

z prawem Coulomba. W rozważaniach teoretycznych zakładamy, że ładunek dodatni znajduje się w takiej samej odległości x od powierzchni jak elektron (rys. 3-2). Aby odsunąć elektron dalej od powierzchni potrzebna jest energia równa powierzchni z iloczynu siły i przebywanej drogi.

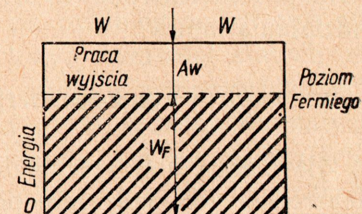
Całkowita energia potrzebna do pokonania bariery potencjału występującej na powierzchni ciała stałego oraz do pokonania siły Coulomba w celu przeniesienia elektronu w nieskończoność —

Tablica 3-2. Prace wyjścia stosowanych materiałów

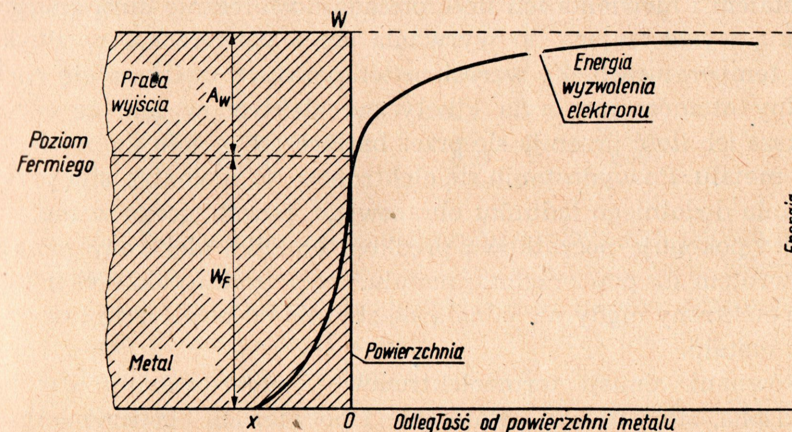
Materiał	Praca wyjścia A_w eV	Materiał	Praca wyjścia A_w eV
Platyna	5,0	Wolfram torowany	2,63
Wolfram	4,52	Wapń	2,5
Węgiel	4,5	Bar	2,0
Rtęć	4,4	Sód	1,9
Molibden	4,3	Tlenek wapnia	1,9
Tantal	4,1	Potas	1,55
Nikiel	4,0	Tlenek strontu	1,4
Miedź	4,0	Cez	1,36
Tor	3,0	Tlenek baru	1,1
Magnez	2,7		

nosi nazwę pracy wyjścia. Oznacza się ją najczęściej symbolem A_w i wyraża w elektronowoltach (eV). W tablicy 3-2 podano wartości pracy wyjścia dla szeregu materiałów wykorzystywanych w przyrządach elektronowych. Wartość pracy wyjścia zależy od struktury atomowej i krystalicznej danego materiału.

Na rys. 3-3 przedstawiono wykres energetyczny, ilustrujący pojęcia pracy wyjścia. Niższe pasmo (oznaczone na rysunku literą W_F) wskazuje zakres wartości energii, jakie zwykle posiadają elektrony wewnątrz metalu. Wartości te mogą różnić się znacznie od siebie, — od bliskich zera aż do odpowiadających poziomowi Fermiego, u góry pasma walencyjnego. Na rys. 3-4 przedstawiono całkowity obraz zmiany stanu energetycznego elektronu podczas emisji. Począwszy od pewnej odległości x, energia potencjalna wzrasta szybko w miarę zbliżania się elektronu do powierzchni; po przejściu powierzchni energia nadal wzrasta wraz z odległością, w wyniku pokonywania siły przyciągania ładunku obrazowego.



Rys. 3-3. Wykres energetyczny ilustrujący pracę wyjścia



Rys. 3-4. Wykres energetyczny emisji elektronów z metalu

Istnieje pięć sposobów wyzwalania elektronów z powierzchni metali: 1) emisja termoelektronowa (termoemisja), 2) emisja

autoelektronowa, 3) emisja wtórna, 4) emisja fotoelektronowa oraz 5) rozpad promieniotwórczy. Pewne materiały promieniotwórcze wyrzucają elektrony (promienie β) w okresie powolnego rozpadu. Zjawisko to odgrywa ważną rolę w wielu pracach badawczych. W niektórych gazowanych lampach elektronowych z zimnymi katodami istnieje możliwość, że materiały promieniotwórcze znajdujące się wewnątrz lub w pobliżu lampy, a niekiedy i emisja fotoelektronowa, stwarzają emisję wstępną potrzebną do zadziałania lampy.

3.3. EMISJA TERMOELEKTRONOWA

Zjawisko emisji termoelektronowej polega na wyzwalaniu elektronów pod wpływem pobudzenia cieplnego atomów metalu. Jest ono analogiczne do zjawiska parowania cieczy. W zwykłej temperaturze cząsteczki płynu podlegają pewnym ruchom cieplnym, a niektóre z nich znajdujące się blisko powierzchni „wyskakują" poza nią stając się cząstkami pary. Ze wzrostem temperatury poszczególne ruchy cząsteczek stają się coraz bardziej gwałtowne, a zwiększająca się ich ilość pokonuje siłę przyciągania cieczy i wyparowuje. Podobnie i elektrony są ściśle związane z metalem i niewielka ich ilość posiada dostatecznie dużą energię cieplną wystarczającą do wyrwania się z powierzchni w zwykłych temperaturach. Ze wzrostem temperatury zwiększa się ruch cieplny atomów i energia kinetyczna elektronów tak, że coraz większa ich ilość przebija się przez barierę potencjału na powierzchni metalu. Po wydostaniu się elektronów na zewnątrz, siła przyciągania dodatniego ładunku obrazowego, powstającego w metalu szybko pokonuje początkową prędkość emisji i elektrony padają z powrotem na powierzchnię metalu. Przy braku pola elektrycznego elektrony nigdy nie oddalą się zbytnio od powierzchni ogrzanego metalu.

Równanie emisji termoelektronowej, sugerowane przez Richardsona, sformułował ostatecznie i potwierdził eksperymentalnie S. Dushman. Równanie to, stosowane również i obecnie, posiada następującą postać

$$i = aT^2 e^{\frac{-b_0}{T}} \tag{3.5}$$

przy czym: i — gęstość prądu nasycenia (prąd emisyjny w A/cm²), T — temperatura bezwzględna (w stopniach Kelvina), e — podstawa logarytmu naturalnego, a — stała

$$b_0 = \frac{A_w}{k}$$

przy czym A_w — praca wyjścia, k — $0{,}863 \cdot 10^{-4}$ V/°K — stała Boltzmanna.

Szereg czynników wpływających na przebieg emisji ciał gorących utrudniało otrzymanie jednakowej wartości stałych na podstawie obliczeń teoretycznych i w wyniku przeprowadzonych badań eksperymentalnych. W związku z tym, w ustaleniu stałych równania emisji termoelektronowej wzięto pod uwagę zarówno rozważania teoretyczne, jak i doświadczenia, a równanie to traktuje się jako empiryczne.

Dla czystych metali a posiada wartość stałą, natomiast dla katod metalowych z pokryciem a i b_0 ulegają zmianie ze względu na stopień pokrycia, temperaturę i inne czynniki. W tablicy 3-3 podano otrzymane doświadczalnie wartości stałych (dla różnych materiałów katody).

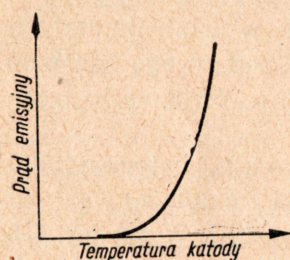
Tablica 3-3. Wartości stałych równania Richardsona

	a	b_0
Wolfram	60,2	52 400
Wolfram torowany	3,0	30 500
Tlenek baru	0,01	12 000

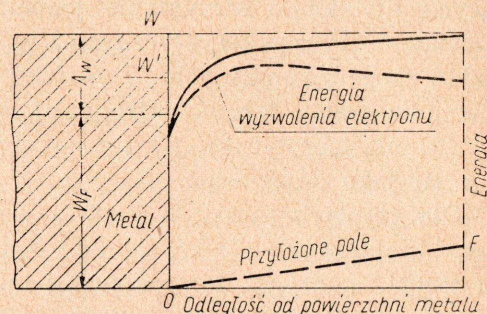
Na rys. 3-5 podano zależność prądu emisyjnego od temperatury katody (wg Richardsona). Należy zauważyć, że ta zależność oraz równanie (3.5) określają gęstość emisji (gęstość prądu nasycenia) ciała gorącego czyli katody, nie dotyczą one prądu, który może płynąć do anody w lampie elektronowej.

W obecności pola elektrycznego zjawisko emisji elektronów nie przebiega zgodnie z równaniem Richardsona. Schottky wykazał, że wzrost pola elektrycznego pociąga za sobą wzrost emisji elektronów. Wpływ zewnętrznego pola elektrycznego przedstawia rys. 3-6 (por. rys. 3-4). Przyłożone pole OF ułatwia elektro-

nom opuszczanie gorącej katody. Jeśli odejmiemy punkt po punkcie, energię dostarczoną przez zewnętrzne pole elektryczne do odpowiednich wartości energii potrzebnej do wyzwolenia elektronów w normalnych warunkach, otrzymamy nową krzywą przedstawiającą zmniejszoną energię potrzebną do wyzwolenia elektronów (rys. 3-6). W' stanowi maksimum tej nowej krzywej. Tak więc największa energia potrzebna do wyzwolenia elektronów z katody zmniejszyła się o wartość $W - W'$. Jasnym jest, że emisja termoelektronowa ulegnie teraz zwiększeniu w stosunku do



Rys. 3-5. Charakterystyka emisji termoelektronowej



Rys. 3-6. Zmniejszenie energii wyzwolenia elektronu pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego

emisji przy braku zewnętrznego pola elektrycznego. Schottky wyprowadził następujące równanie wyrażone w układzie jednostek MKSA

$$I = I_0 e^{\frac{9{,}74\cdot 10^4 (eK)^{\frac{1}{2}}}{kT}} \qquad (3.6)$$

przy czym I_0 — prąd wg równania Richardsona (gdy pole elektryczne jest równe zeru).

Dla gładkich, czystych powierzchni metalowych równanie to potwierdza się doświadczalnie (z dokładnością do kilku procentów) dla natężeń pola do $10^6 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. W normalnych warunkach pracy, gdy natężenie pola jest rzędu $2000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, wzrost emisji na skutek przyłożonego pola wynosi około 10% przy temperaturze 2000°K.

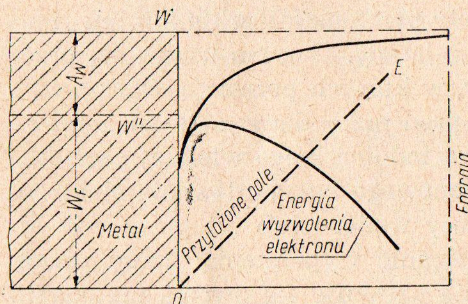
Obecność gazów wpływa szkodliwie na zjawisko emisji i pracę lamp próżniowych. Tlen i para wodna znacznie zmniejszają zdolność emitowania niektórych materiałów; bombardowanie jonów dodatnich może zniszczyć powierzchniową warstwę emitującą katod. W lampach próżniowych usuwa się wszystkie szkodliwe gazy. Istnieją dwa źródła warunkujące obecność gazu w lampie. Po pierwsze, znajduje się w niej gaz wypełniający bańkę; po drugie w lampie jest gaz pochłonięty przez metal, szkło lub inne materiały znajdujące się wewnątrz lampy. Gaz ten usuwa się przez grzanie tych elementów lampy, w których pozostaje. Ogrzewanie to realizuje się przepuszczając prąd przez dany materiał, umieszczając lampę w polu generatora indukcyjnego wielkiej częstotliwości lub też w wyniku elektronowego bombardowania elektrod. Tlen można usunąć przy pomocy wodoru lub też przez wytworzenie próżni w lampie, a następnie wypełnienie lampy gazem szlachetnym. Ostateczną próżnię uzyskuje się dwoma metodami. W pierwszej z nich pompa próżniowa usuwa znaczną część gazów, a resztę pochłania specjalny pochłaniacz gazów zwany geterem. Jako geter mogą być użyte takie pierwiastki, jak bar, magnez, aluminium czy tantal, które po odparowaniu posiadają własności łączenia się z gazami.

W lampach szklanych niewielka ilość takiego pochłaniacza jest umieszczona w takim położeniu, aby można było przeprowadzić proces odparowania pod wpływem zewnętrznego ogrzewania indukcyjnego.

3.4. EMISJA AUTOELEKTRONOWA

Polega ona na wyzwalaniu elektronów z zimnych metali pod wpływem bardzo dużego natężenia pola przy powierzchni metalu. W zakresie normalnych temperatur, stosunkowo niewiele elektronów w metalu osiąga prędkość pozwalającą na pokonanie powierzchniowej bariery potencjału. Niektórym z nich udaje się to jednak, lecz opuszczając powierzchnię pozostawiają w metalu swój ładunek obrazowy, który przyciąga je z powrotem. Zgodnie więc z powyższym, elektrony, które opuściły powierzchnię, są w stanie przebyć nieskończenie małą odległość. Aby odciągnąć od powierzchni takie wyzwolone elektrony, potrzebne jest pole

o bardzo dużym natężeniu, powyżej miliona $\frac{V}{cm}$. Ponieważ takie pola trudno jest osiągnąć, metoda ta jest rzadko stosowana w przyrządach elektronowych. Należy zwrócić więc uwagę na to, jak niesłychanie trudno jest wyzwolić elektrony z zimnych katod; fakt ten stanowi podstawę jednokierunkowego przewodzenia zachodzącego w lampach elektronowych.

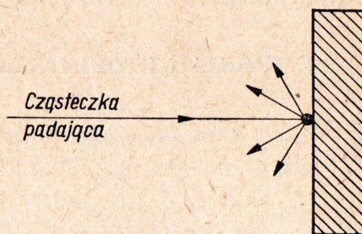


Rys. 3-7. Emisja autoelektronowa wywołana przez zewnętrzne pole elektryczne

Zasadę emisji autoelektronowej przedstawiono na rys. 3-7 (por. rys. 3-4 i 3-6). W tym przypadku silne pole zewnętrzne obniża tak dalece wypadkową krzywą przedstawiającą energię potrzebną do wyzwolenia elektronów z katody, że największa wartość tej energii (W'') jest niższa od energii W_F posiadanej przez większość elektronów w normalnych warunkach. Elektrony te opuściłyby wtedy metal i jego powierzchnia uległaby zniszczeniu.

Emisja autoelektronowa może wystąpić w lampie próżniowej przy stosunkowo niskim napięciu anody, gdy zewnętrzne pole elektryczne zostanie przyłożone do ostrza.

3.5. EMISJA WTÓRNA



Rys. 3-8. Emisja wtórna

Emisja wtórna polega na wyzwalaniu elektronów z ciała stałego na skutek bombardowania go przez elektrony, jony dodatnie lub inne cząstki (rys. 3-8). Na ogół emisję wtórną wywołują elektrony przyciągane do elektrody o dodatnim potencjale. Pojedynczy elektron uderzając w elektrodę może z niej wyzwolić od jednego do dziesięciu elektronów, zależnie od pracy wyjścia materiału, stanu powierzchni elektrody oraz

prędkości, z jaką w nią uderza. Energia kinetyczna takiego elektronu udziela się elektronom wyzwalanym w wyniku emisji wtórnej i dodaje do ich normalnej energii, pozwalając im w ten sposób pokonać powierzchniową barierę potencjału, czyli pracę wyjścia. Energia uderzającego elektronu musi być większa od pracy wyjścia powierzchni elektrody. Na ogół dla zapoczątkowania emisji wtórnej padające elektrony powinny mieć energię rzędu 20 eV. Obecność absorbowanych cząsteczek gazów w zewnętrznej warstwie elektrody zwiększa emisję wtórną; osłabiają one barierę potencjału i dzięki nim energia kinetyczna uderzających elektronów staje się bardziej skuteczna. Pokrywając powierzchnię metalu warstwą węgla można zmniejszyć emisję wtórną.

Zjawisko emisji wtórnej zachodzi nieomal we wszystkich lampach elektronowych. Czasami wpływa ono niekorzystnie na pracę lampy. Niekiedy zaś jest praktycznie wykorzystywane. Emisja wtórna jest szczególnie niepożądana w lampach o szklanych bańkach, posiadających wysokie napięcie anody. Zabłąkane elektrony o dużej prędkości mogą się skupiać na niewielkich powierzchniach szklanej bańki, powodując powstawanie ładunku dodatniego w wyniku emisji wtórnej. Wywołują one również wzrost temperatury prowadzący do nadmiernego miejscowego zagrzania i mięknięcia szkła, doprowadzając w efekcie do zniszczenia lampy.

3.6. EMISJA FOTOELEKTRONOWA

Emisja fotoelektronowa polega na wyrzucaniu elektronów z powierzchni ciał stałych pod wpływem padającego promieniowania świetlnego lub elektromagnetycznego. Do takich ciał należą: sód, potas, rubid, cez, metale ziem alkalicznych, stront i bar.

Równanie matematyczne dotyczące pracy wyjścia tego rodzaju emisji sformułował Einstein:

$$hf = A_w + \frac{1}{2} m v^2 \tag{3.7}$$

przy czym: h — stała Plancka, f — częstotliwość padającego promieniowania świetlnego, A_w — praca wyjścia katody.

Człon hf stanowi energię padających elektronów (fotonów), która pokonuje pracę wyjścia A_w i nadaje emitowanym elektronom prędkość v. Analiza równania (3.7) wykazuje, że gdy hf jest

równe A_w, emisja fotoelektronowa nie wystąpi (prędkość elektronów będzie równa zeru). Istnieje więc pewne minimum (tzw. częstotliwość progowa) dla padającego promieniowania, poniżej którego emisja fotoelektronowa nie zachodzi. Największa wartość pracy wyjścia dla wywołania zauważalnej emisji fotoelektronowej pod wpływem promieniowania widzialnego wynosi 1,63 eV.

Zjawiskiem emisji fotoelektronowej rządzą dwa prawa. Pierwsze prawo stwierdza: liczba elektronów wyzwolonych z powierzchni fotoelektrycznej w jednostce czasu jest wprost proporcjonalna do natężenia padającego światła. Prawo to pozwala szeroko wykorzystać zjawisko emisji fotoelektronowej (m. in. do pomiaru natężenia światła). Zgodnie z drugim prawem, maksimum energii elektronów wyzwolonych z powierzchni fotoelektrycznej nie zależy od natężenia padającego światła, natomiast jest wprost proporcjonalne do jego częstotliwości. Z tego prawa wynika, że energia udzielona elektronowi przez promieniowania elektromagnetyczne jest wprost proporcjonalna do częstotliwości tego promieniowania.

4. TERMOKATODY

4.1. WIELKOŚCI CHARAKTERYSTYCZNE

Termokatoda jest w lampie źródłem elektronów uzyskanych pod wpływem doprowadzonej energii cieplnej (rys. 4-1).

Wartość prądu emisji zależy od właściwości materiału katody i jej temperatury, która z kolei określa moc żarzenia, traconą na nagrzanie katody.

Jakość katody określają jej parametry: wydajność, emisja właściwa, moc właściwa i trwałość. Za pomocą tych parametrów porównuje się właściwości emisyjne katod, wykonywanych z różnych materiałów.

Wydajnością katody w nazywa się stosunek całkowitego prądu emisji I_e (w miliamperach) do mocy $P_ż$ (w watach) traconej na żarzenie katody

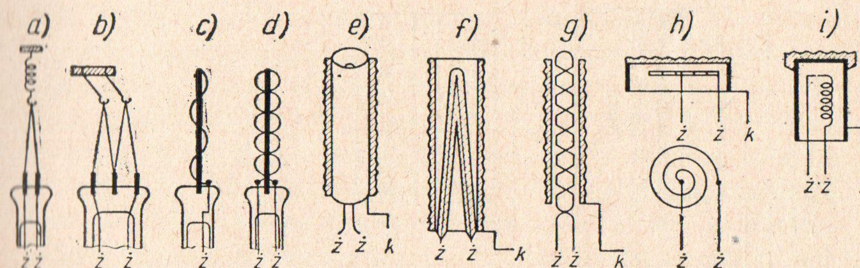
$$w = \frac{I_e}{P_ż} \text{ [mA/W]} \tag{4.1}$$

Wydajność katody zależy od pracy wyjścia materiału, z jakiego ją wykonano, od temperatury powierzchni czynnej i od wydzielania ciepła przez elementy katody (katody, które promieniują mniej ciepła, są bardziej wydajne).

Emisją właściwą katody nazywa się wartość prądu emisji z 1 cm² powierzchni. Emisję właściwą mierzy się w amperach lub miliamperach na 1 cm² powierzchni katody (A/cm² lub mA/cm²).

Mocą właściwą żarzenia nazywa się moc (w watach) przypadającą na 1 cm² powierzchni katody.

Trwałość (okresu użyteczności) jest bardzo ważnym parametrem katody, określającym całkowity czas jej pracy, w którym prąd emisji zapewnia normalne działanie przyrządu elektronowego.

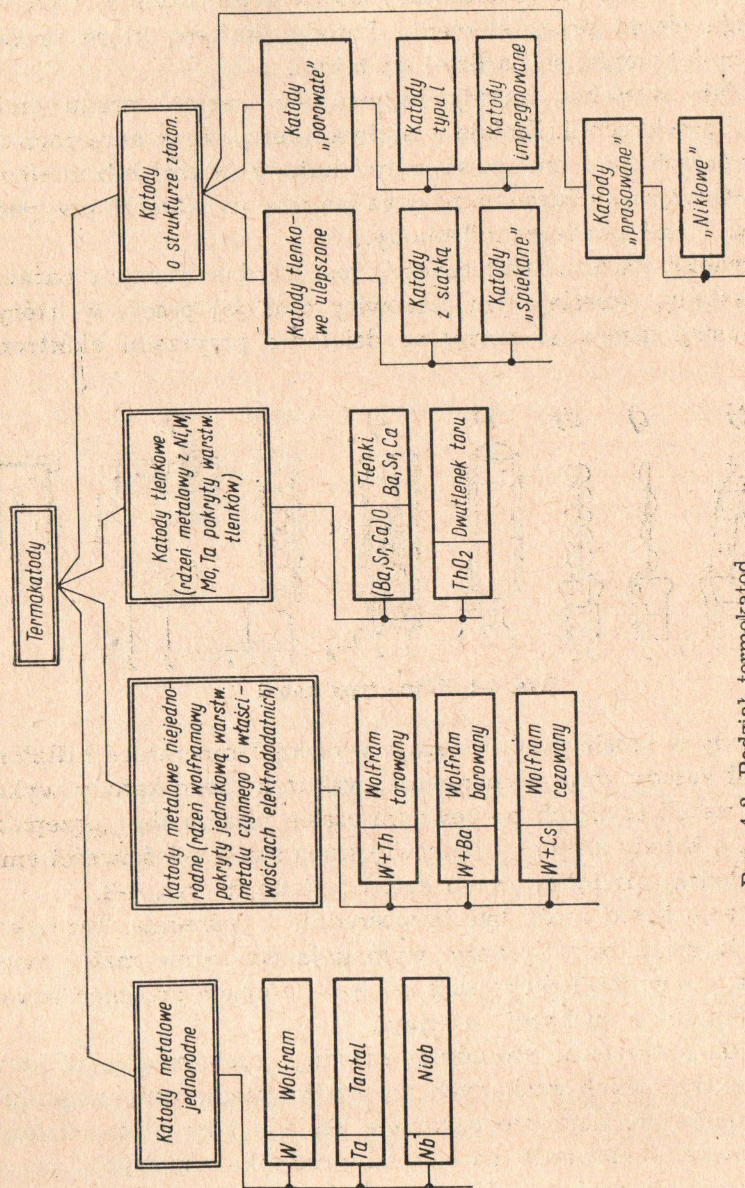


Rys. 4-1. Różne typy katod

Katody w czasie pracy osiągają wysoką temperaturę i dlatego materiał katody stale wyparowuje, wskutek czego katody wykonane z metali czystych po pewnym czasie niszczą się („przepalają się"), a katody złożone (tlenkowe) tracą swoje właściwości emisyjne. Rodzaj produkowanych katod podano na rys. 4-2.

Żarzenie katod może być bezpośrednie i pośrednie. Termokatody o żarzeniu bezpośrednim wymagają względnie małej mocy żarzenia; z tego względu stosuje się je w lampach przeznaczonych do współpracy z suchymi bateriami.

Katoda o żarzeniu pośrednim znajduje zastosowanie w lampach elektronowych zasilanych ze źródła prądu zmiennego lub z akumulatorów. Żarzenie pośrednie posiada trzy istotne zalety. Po pierwsze, izolowanie katody od grzejnika umożliwia pracę katody przy nieomal dowolnym napięciu, niezależnie od napięcia żarzenia. Po drugie, wzajemna izolacja oraz bezwładność cieplna



Rys. 4-2. Podział termokatod

katody zabezpieczają inne elementy obwodu przed przydźwiękiem prądu zmiennego. Po trzecie, konstrukcja katody o żarzeniu pośrednim umożliwia umieszczenie wewnątrz lampy innych elektrod tuż w jej pobliżu. Dzięki takiemu rozwiązaniu konstrukcyjnemu zmniejsza się spadek napięcia w lampach prostowniczych i wzrasta wzmocnienie w lampach wzmacniających.

4.2. KATODA WOLFRAMOWA

Materiał, z jakiego buduje się termokatodę, powinien mieć następujące własności: wysoką temperaturę topnienia, małą pracę wyjścia oraz dużą trwałość. Termokatody wolframowe stosuje się od szeregu lat. Temperatura topnienia wolframu wynosi 3600°K (zakres temperatury pracy: 2450°K ÷ 2600°K). Pracując w takich warunkach, wolfram jest doskonałym, długotrwałym źródłem emisji elektronów. Praca wyjścia wolframu jest dosyć duża, przeto wydajność (stosunek prądu emisyjnego w A do mocy żarzenia w W) jest niska. Dawniej czysty wolfram stosowano we wszelkich rodzajach lamp elektronowych; nadal znajduje on zastosowanie w lampach o wysokich (ponad 10 000 V) napięciach anody i tam, gdzie występuje prawdopodobieństwo bombardowania katody przez jony dodatnie.

4.3. KATODA TOROWANA

Katoda torowana jest wykonana z wolframu zawierającego ok. 1% tlenku toru. W normalnej temperaturze pracy (2000°K) emisja na jednostkę powierzchni nie nawęglonej katody torowanej jest około 1000 razy większa w stosunku do katody wykonanej z czystego wolframu. Emisja ta jest również (przy 2000°K) ponad 90-krotnie wyższa od emisji wolframu w temperaturze 2400°K. Katodę torowaną umieszcza się w lampie i ogrzewa do temperatury 2700 ÷ 2800°K przez okres kilku minut. Później katoda torowana pracuje w temperaturze 1900 ÷ 2000°K. Początkowe ogrzanie katody do wyższej temperatury ma na celu zredukowanie części tlenku toru do czystego toru. Wytworzone w ten sposób atomy toru dyfundują poprzez katodę i powoli dochodzą do powierzchni, gdzie tworzą warstewkę o grubości jednej cząstecz-

ki. Emisja elektronów pochodzi z cienkiej warstewki atomów toru o niskiej pracy wyjścia. W normalnej temperaturze pracy atomy toru wolno wyparowują z katody, lecz inne z głębi dyfundują na powierzchnię i zajmują ich miejsca.

Po upływie kilku tysięcy godzin pracy wszystkie atomy toru znajdujące się w głębi katody zostają zużyte na zastąpienie atomów ubywających na powierzchni; termokatoda przestaje emitować elektrody. Na ogół katoda może być poddana regeneracji przez krótkotrwałe ogrzanie do 2800°K. Pierwsza czynność redukuje większą część tlenku toru do toru; proces ten prawdopodobnie usuwa ponadto z katody pewne zanieczyszczenia, jak np. atomy gazu zaabsorbowane w czasie pracy lampy. Czynność ta nosi niekiedy nazwę dezaktywacji, gdyż wstrzymuje ona na pewien czas emisję toru. Następna czynność nosi nazwę aktywacji; normalna dyfuzja toru przywraca na powierzchni katody warstewkę atomów toru i w przeciągu kilku minut emisja wzrasta do swej pełnej wartości.

Katoda torowana jest wrażliwa na bombardowanie dodatnich jonów gazu, które wyrywają powierzchniowe atomy toru i zmniejszają emisję. Aby zmniejszyć wpływ powyższego zjawiska, obecnie wytwarzane katody torowane poddaje się procesowi nawęglania.

4.4. KATODA TLENKOWA

Katodę tlenkową wykonuje się w postaci rdzenia metalowego pokrytego warstwą tlenków metali ziem alkalicznych. Do materiałów tego typu należą przede wszystkim tlenek baru i strontu; mieszaninę około 50% tlenku baru z taką samą ilością tlenku strontu charakteryzuje duża emisja i zadowalające własności mechaniczne.

Katody tlenkowe przypominają pod wieloma względami katody torowane. Po pierwsze, dodanie tlenku spełnia takie samo zadanie, jak pokrycie torem — zwiększa w obu przypadkach emisję. Po drugie, oba rodzaje katod cechuje duża wydajność. Po trzecie, przekroczenie temperatury krytycznej dla katody pokrytej tlenkiem zmniejsza znacznie emisję. Po czwarte, w czasie produkcji katodę tlenkową należy zaktywować.

Rdzeń katody tlenkowej wykonuje się z niklu ze względu na jego dobre własności fizyczne i niski koszt. Opracowano kilka stopów nadających się na rdzeń katody; wśród nich znajduje się konel, który charakteryzuje się szybką redukcją chemiczną tlenków, wytwarzając zapas ziem alkalicznych do aktywowania. W atmosferze powietrza tlenki metali ziem alkalicznych są zjawiskiem nietrwałym. Z powyższego wynika konieczność pokrywania rdzenia węglanami, azotanami lub wodorotlenkami metali ziem alkalicznych i następnie redukowania do tlenków. Węglany czy azotany baru i strontu rozpyla się na rdzeniu z zawiesiną octanu i odrobiną nitrocelulozy jako substancji wiążącej.

Przygotowaną katodę umieszcza się w bańce szklanej. Podczas ogrzewania katody do temperatury ok. 1400°K, z bańki wypompowuje się powietrze; ma to na celu redukcję pokrycia katodowego do tlenku. Proces aktywacji sprowadza się teraz do: 1) przedłużonego grzania, 2) przyłożenia do anody napięcia rzędu kilkuset woltów, 3) jednoczesnego przeprowadzenia obu tych czynności. Gdy gęstość emisji wynosi około 300 $\frac{mA}{cm^2}$ w temperaturze 1100°K, dalszy wzrost emisji już nie nastąpi i katoda jest gotowa do użytku.

Po upływie kilku tysięcy godzin pracy, emisja katody tlenkowej dość gwałtownie maleje. Lampę należy usunąć, gdyż nie można przywrócić jej właściwości emisyjnych. Gwarantowany czas pracy lamp z katodami tlenkowymi wynosi na ogół 8000 godzin; mogą one jednak pracować 20 000 godzin lub nawet dłużej.

Buduje się dwa rodzaje katod tlenkowych: o żarzeniu bezpośrednim i pośrednim. Temperatura pracy waha się w granicach od 800°K do 1100°K — zależnie od wymaganej emisji, oczekiwanej trwałości i zastosowania lampy.

4.5. EMISJA IMPULSOWA

Emisja katod wolframowych, torowanych i nawęglanych nie zależy, praktycznie biorąc, od czasu, jaki upływa po włączeniu napięcia anody przy wysokiej próżni, i zmienia się mało w ciągu dość znacznego czasu (setek lub tysięcy godzin — zależnie od trwałości katody).

Emisja katody tlenkowej, w odróżnieniu od wyżej wymienionych katod, zależy od czasu, który upłynął od momentu włączenia napięcia anody. Na rys. 4-3 przedstawiono krzywą zmiany prądu emisji I_e katody tlenkowej po włączeniu napięcia anody. W momencie włączenia prąd emisji $I_e = I_{e\,max}$ jest stosunkowo duży, a następnie nagle zmniejsza się, osiągając mniej więcej po 300 µsek stałą wartość I_{eo}. Prąd $I_{e\,max}$ jest dziesiątki razy większy od prądu I_{eo}.

Spadek emisji powstający po włączeniu napięcia anody tłumaczy się wpływem prądu emisyjnego, który przepływa przez warstwę tlenków. Na skutek tego prądu w warstwie tlenków następuje elektroliza, w wyniku której jony baru, będące źródłem emisji elektronowej przechodzą z powierzchni do wnętrza warstwy, przez co zmniejsza się ilość baru na powierzchni czynnej i prąd emisji spada. Prąd zmniejsza się do chwili nastąpienia stanu równowagi między ilością baru, przenoszonego pod działaniem elektrolizy z powierzchni katody w głąb warstwy tlenków i ilością baru, który dyfunduje z głębi warstwy na powierzchnię. Temu stanowi równowagi odpowiada prąd emisji I_{eo}.

Rys. 4-3. Wykres zmian prądu emisji katody tlenkowej w funkcji czasu (emisja impulsowa)

Istnieją jeszcze inne teorie, które tłumaczą powyższe zjawisko; jednak przytoczone powyżej objaśnienie uważa się za najbardziej bliskie prawdy.

Prąd emisji w dowolnym punkcie krzywej (rys. 4-3), gdzie $I_e > I_{eo}$, nazywa się prądem emisji impulsowej lub po prostu emisją impulsową.

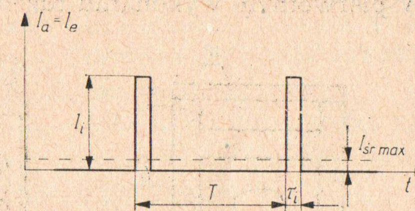
Wykorzystanie zjawiska emisji impulsowej odegrało dużą rolę w rozwoju generacyjnych lamp impulsowych.

Generatory impulsowe pracują w ciągu krótkotrwałych okresów τ_i (czas trwania impulsu) przy czasie powtarzania T. Czas

trwania impulsów τ_i wynosi najczęściej około 1,0 ÷ 10 µsek, czas powtarzania T — około 0,001 ÷ 0,01 sek.

Prąd emisji katody lampy generacyjnej zmienia się w czasie według krzywej podanej na rys. 4-3, lecz w czasie trwania każdego impulsu (krótszym od 10 µsek) nie zdąży wyraźnie zmniejszyć się. Dlatego emisję impulsową $I_i = I_{e\,max}$ można przyjąć za wartość stałą.

Wydajność i emisja właściwa katody w czasie impulsów jest o wiele razy większa niż przy pracy ciągłej, która odpowiada prądowi emisji I_{eo}. Dlatego katody tlenkowe elektronowych przyrządów próżniowych pracujących w warunkach impulsowych mają dużą emisję przy stosunkowo małych wymiarach geometrycznych i nieznacznej mocy żarzenia. Przy pracy w warunkach impulsowych dla otrzymania maksymalnej wartości emisji $I_i = I_{e\,max}$ trzeba, aby średnia wartość właściwego prądu anody $I_{śr\,max}$ (rys. 4-4) nie przewyższała określonej wartości maksymalnej



Rys. 4-4. Wykres prądu anodowego lampy generacyjnej pracującej w warunkach impulsowych

$$I_{śr\,max} = \frac{I_i \tau_i}{F_k T}$$

gdzie F_k — powierzchnia katody.

Wartość prądu $I_{śr\,max}$ jest tego rzędu co prąd emisji I_{eo}. Emisja właściwa katody tlenkowej pracującej w warunkach impulsowych wynosi 3 ÷ 30 A/cm² i więcej, a wydajność jest rzędu 1000 ÷ 10 000 mA/W.

Emisja impulsowa jest bardziej stabilna przy nieco większej temperaturze katody w porównaniu z temperaturą normalną dla warunków pracy ciągłej.

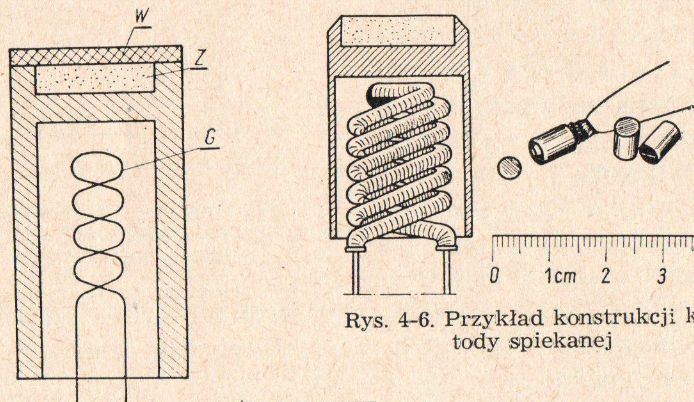
4.6. NOWE RODZAJE TERMOKATOD

Do nowych rodzajów katod można zaliczyć katodę tlenkową torową. Należy ona wraz z katodą tlenkową z metali ziem alkalicznych do grupy katod półprzewodnikowych. Oprócz tlenków

mogą być stosowane na katody również inne związki, np. borki (tzw. katody borkowe), z których najlepsze wyniki daje borek lantalu LaB_6.

Istnieje również grupa katod, które pod względem właściwości i mechanizmu emisji stanowią stopień pośredni między katodami dyfuzyjnymi (do których należy np. katoda torowana) i katodami tlenkowymi. Do tej grupy zaliczają się katody impregnowane i katody spiekane.

Katoda impregnowana stanowi ulepszenie tzw. katody L. W pierwotnym wykonaniu rdzeniem katody L była płytka z wol-



Rys. 4-6. Przykład konstrukcji katody spiekanej

Rys. 4-5. Konstrukcja katody L:
W — płytka z wolframu porowatego, Z — zbiornik z materiałem emitującym, G — grzejnik katody

framu porowatego o bardzo maleńkich porach (o średnicy 0,1 ÷ 0,5 μ). Płytka ta przykrywała zbiornik z materiału emitującego w postaci tlenków metali ziem alkalicznych (rys. 4-5). Proces aktywowania tej katody przebiega podobnie jak w katodach tlenkowych. Bar otrzymany w wyniku aktywowania dyfunduje poprzez pory wolframu na powierzchnię katody i tworzy jednoatomową warstwę na utlenionym podłożu wolframowym.

Zjawisko dyfundowania baru i budowa powierzchni emitującej upodobniają tę katodę do katod dyfuzyjnych.

Obecnie stosowane są przeważnie katody impregnowane, w których porowatą płytkę z wolframu nasyca się (impregnuje) materiałem emisyjnym, a następnie przeprowadza się normalny

proces aktywowania. Temperatura pracy tej katody wynosi 1300 ÷ 1500°K. Jej emisja właściwa dochodzi do 20 A/cm² przy pracy ciągłej i do 300 A/cm² przy pracy impulsowej, a wydajność przy pracy ciągłej jest rzędu 500 mA/W.

Zasadniczą wadą katod impregnowanych jest ich trudniejsza technologia, a przede wszystkim długi czas aktywowania. Katoda ta znajduje zastosowanie głównie w lampach mikrofalowych.

Katoda spiekana (rys. 4-6) jest wykonywana w następujący sposób. Proszek metalowy, np. niklowy, miesza się z węglanami metali ziem alkalicznych z pewną domieszką składnika redukującego. Otrzymaną mieszaninę prasuje się i spieka, po czym spiek obrabia się do żądanych rozmiarów. Formowanie i aktywowanie przebiega podobnie jak w katodzie tlenkowej.

Właściwości katod spiekanych są podobne do właściwości katod impregnowanych, z tą różnicą, że temperatura pracy katod spiekanych jest nieco niższa i wynosi 1200 ÷ 1300°K.

5. PODSTAWY OPTYKI ELEKTRONOWEJ

5.1. RUCH ELEKTRONÓW W POLU ELEKTRYCZNYM

Pole elektrostatyczne oddziałuje na ładunek elektryczny. Kierunek pola wyznacza kierunek ruchu ładunków dodatnich. Pole powstaje w wyniku zmiany potencjału U wraz z odległością. Siła oddziaływania pola elektrostatycznego (elektrycznego) nosi nazwę natężenia pola; wektor natężenia pola oznacza się symbolem K. Miarą natężenia pola elektrycznego jest zmiana potencjału wraz z odległością

$$K = -\frac{\Delta U}{\Delta l} \tag{5.1}$$

W polu elektrycznym potencjał maleje w kierunku przyspieszenia dodatniego ładunku. Natężenie pola elektrycznego definiuje się również jako siłę oddziałującą na ładunek jednostkowy. Siła f oddziałująca na ładunek q wynosi

$$f = K q \tag{5.2}$$

Z podstawowych praw mechaniki wynikają następujące zależności

$$f = m\,a; \quad K\,q = m\,a; \quad a = \frac{K\,q}{m} \tag{5.3}$$

przy czym: f — siła oddziaływania pola, a — przyśpieszenie liniowe.

Ponieważ miarą potencjału elektrycznego jest praca A potrzebna na przesunięcie jednostkowego ładunku q,

$$U = \frac{A}{q} \quad \text{oraz} \quad A = U\,q$$

więc gdy

energia potencjalna (zmagazynowana) = praca = $U\,q$

energia kinetyczna = $\frac{1}{2} m v^2$,

zyskana energia kinetyczna = straconej energii potencjalnej, czyli

$$\frac{1}{2} m v^2 = U\,q \tag{5.4}$$

$$v = \sqrt{2\frac{q}{m}U} = 5{,}93 \cdot 10^5 \sqrt{U}\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right] \tag{5.5}$$

Z równania (5.5) widzimy, że prędkość oraz energię kinetyczną, uzyskane przez cząsteczkę naładowaną poruszającą się w polu elektrycznym, określa się przy pomocy całkowitego potencjału U pola, w którym porusza się cząsteczka *.

Między dwiema równoległymi elektrodami płaskimi A i B, umieszczonymi w odległości d jedna od drugiej (rys. 5-1), można wytworzyć jednorodne pole elektryczne. Różnica potencjału U

* Stwierdzenie to pozwala ustalić praktyczną jednostkę energii (elektronowolt) dla pomiaru energii związanej z ruchem cząsteczki w polu elektrycznym. Elektronowolt (eV) jest to energia uzyskana przez elektron poruszający się z położenia spoczynkowego w ten sposób, aby różnica potencjału wyniosła 1 V. Wielkość energii odpowiadającej 1 elektronowoltowi wynika z równania (5.4).

Przy przebywaniu przez 1 elektron obszaru o różnicy potencjału wynoszącej 1 V, energia = 1 eV.

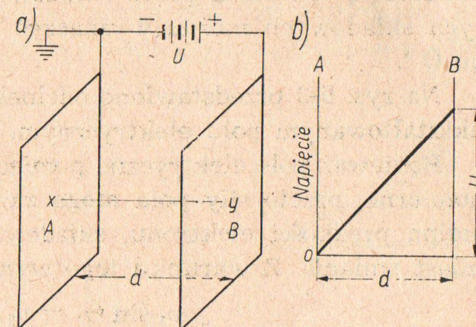
Przy przebywaniu przez 1 elektron obszaru o różnicy potencjału wynoszącej U woltów

$$\text{energia} = U\,\mathrm{eV} \tag{5.6}$$

przy czym

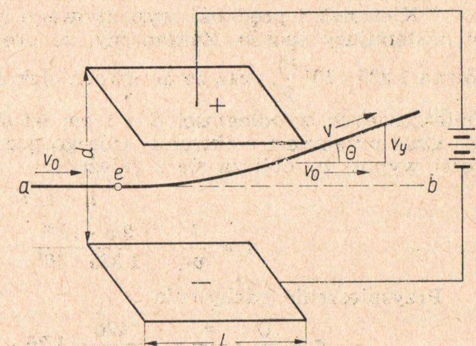
$$\mathrm{eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{J}$$

przyłożona do elektrod wytworzy jednorodne pole elektryczne wzdłuż linii xy oraz w obszarze zawartym między elektrodami (o ile rozmiary ich są porównywalne z odległością d). Na rys. 5-1 *a* przedstawiono rozkład potencjału wzdłuż prostej xy. Potencjał między elektrodami A i B wzrasta liniowo od zera do U; natężenie pola elektrycznego jest stałe i wynosi $\frac{U}{d}$. Ładunek ujemny (elektron) wyzwolony w punkcie x będzie się poruszał z równomiernym przyśpieszeniem w kierunku y (pod wpływem działania siły o stałej wielkości Ke); dotrze on do elektrody B w punkcie y.



Rys. 5-1. Rozkład napięcia między elektrodami płaskimi: *a)* układ elektrod równoległych, *b)* rozkład napięcia

Sterowanie i odchylanie strumienia elektronów w polu elektrycznym zachodzi w lampach oscylografów katodowych. Rozpatrując to zagadnienie załóżmy, że elektron e poruszający się w kierunku poziomym z prędkością v_0 wzdłuż linii aeb, znajduje się (począwszy od punktu e) pod działaniem pola elektrycznego



Rys. 5-2. Odchylenie elektronu w polu elektrycznym

(o kierunku pionowym), wytworzonego w obrębie dwóch elektrod płaskich (rys. 5-2). Przy założonym, jak na rysunku, kierunku przyłożonego pola widzimy, że tor elektronu ulega odchyleniu w górę i elektron będzie poruszał się wzdłuż pokazanej na rysunku linii ciągłej. Prędkość przesuwania się elektronu (v_0) pozostaje nadal stała, gdyż przyłożone pole jest prostopadłe do kierunku ruchu elektronu. Przyjęte za jednorodne pole elektryczne, wy-

tworzone między elektrodami, przyspiesza elektron odchylając jego tor w górę. W chwili wydostawania się z obszaru oddziaływania pola elektron posiada prędkość odchylania (wznoszenia) v_v. Teraz elektron będzie się poruszał po linii prostej z wypadkową prędkością określoną przez składowe v_0 i v_v. Na podstawie obu tych składowych można wyznaczyć kąt odchylenia wypadkowego Θ *.

Na rys. 5-3 przedstawiono odcinek toru elektronu w dowolnie ukształtowanym polu elektrycznym.

Ponieważ pole elektryczne pomiędzy liniami U_1 i U_2 jest równomierne, przeto siły pola mogą zmienić jedynie składową normalną prędkości elektronu, składowa styczna nie ulegnie natomiast zmianie. Z warunku tego wynika równanie

$$v_1 \sin \Theta_1 = v_2 \sin \Theta_2 \tag{5.7}$$

i stąd otrzymamy

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \sqrt{\frac{v_2}{v_1}} \tag{5.8}$$

* Kierunek i prędkość wypadkowego ruchu elektronu oblicza się łatwo w następujący sposób. Zakładamy, że prędkość początkowa elektronu jest równa $1{,}325 \cdot 10^7 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, oraz że do dwóch elektrod płaskich o długości $l = 2{,}5$ cm, umieszczonych w odległości $d = 1$ cm od siebie, przyłożono napięcie 100 V. Czas przejścia t elektronu, którego początkowa składowa pozioma prędkości wynosi v_0, oblicza się z zależności

$$l = v_0 t$$

$$t = \frac{l}{v_0} = \frac{2{,}5 \cdot 10^{-2}}{1{,}325 \cdot 10^7} = 1{,}885 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

Przyspieszenie odchylenia

$$a = \frac{U}{d} \cdot \frac{e}{m_0} = \frac{100}{1 \cdot 10^{-2}} 1{,}76 \cdot 10^{11} = 1{,}76 \cdot 10^{15} \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}$$

$$v_v = at = 1{,}76 \cdot 10^{15} \cdot 1{,}885 \cdot 10^{-9} = 3{,}32 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$

Kąt odchylenia

$$\theta = \operatorname{arc\,tg} \frac{v_v}{v_0} = \operatorname{arc\,tg} \frac{3{,}32 \cdot 10^6}{1{,}325 \cdot 10^7} = \operatorname{arc\,tg} 0{,}25 = 14^\circ$$

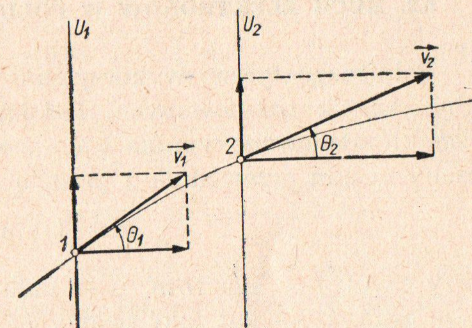
Prędkość końcowa

$$v = \sqrt{v_0^2 + v_y^2} = \sqrt{1{,}325^2 \cdot 10^{14} + 0{,}332^2 \cdot 10^{14}} = 1{,}368 \cdot 10^7 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$

Odchylenie elektronu podczas ruchu między płytkami wynosi

$$d_1 = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} (1{,}76 \cdot 10^{15}) \cdot (1{,}885 \cdot 10^{-9})^2 = 3{,}12 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0{,}312 \text{ cm}$$

W optyce świetlnej stosunek sinusów kąta padania i kąta załamania nosi nazwę współczynnika załamania. Przenosząc tę nazwę na promień elektronowy widzimy, że współczynnik załamania promienia elektronowego jest odwrotnie proporcjonalny do stosunku prędkości elektronu w punktach *1* i *2*. Tor elektronu w polu elektrycznym będzie miał zatem taki sam kształt jak promień świetlny w ośrodku, którego współczynnik załamania zmienia się w sposób odtwarzający zmiany potencjału pola elektrycznego.



Rys. 5-3. Załamanie promienia elektronowego w polu elektrycznym

Ponieważ prędkości v_1 i v_2 są proporcjonalne do pierwiastków z potencjałów U_1 i U_2, przeto wzór (5.8) może być przedstawiony w postaci

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \tag{5.9}$$

Na podstawie powyższego wzoru można stwierdzić, że w polu przyspieszającym (tj. gdy $U_2 > U_1$) kąt Θ_2 będzie mniejszy od Θ_1, czyli, że promień elektronowy będzie załamywany w kierunku linii pola. Natomiast w polu hamującym (gdy $U_2 < U_1$) kąt Θ_2 będzie większy od Θ_1, czyli promień elektronów będzie coraz bardziej odchylany od linii pola. Pole przyspieszające będzie zatem zmniejszało rozpraszanie się strumienia elektronów, natomiast pole hamujące będzie potęgowało rozpraszanie się tego strumienia.

W przypadku pola hamującego elektrony wpadające pod dużym kątem mogą nie dosięgnąć linii ekwipotencjalnej U_2 i mogą być zawrócone. Jest to zjawisko analogiczne do całkowitego wewnętrznego odbicia promienia świetlnego. W celu określenia warunku występowania odbicia elektronu zauważamy, że przy pewnej wartości kąta padania (wartość tę nazwiemy kątem granicznym Θ_{gr}), tor elektronu dobiega stycznie do linii ekwipotencjalnej U_2. Kąt ten można określić na podstawie wzoru (5.9) podstawiając $\Theta_2 = 90°$.

Znajdziemy wówczas

$$\sin \Theta_{gr} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \tag{5.10}$$

Wszystkie elektrony wpadające w obszar pola hamującego pod kątem $\Theta_1 > \Theta_{gr}$ będą przez to pole odbite.

5.2. RUCH ELEKTRONÓW W POLU MAGNETYCZNYM

Pole magnetyczne wykorzystuje się często do sterowania ruchu cząstek naładowanych. Działanie pola magnetycznego na cząstki naładowane wynika z teorii oddziaływania siły na umieszczony w nim przewodnik z prądem

$$f = B\,i \sin \Theta$$

przy czym: f — siła N/m, B — indukcja magnetyczna w Wb/m², i — prąd, Θ — kąt jaki tworzy przewodnik z kierunkiem pola magnetycznego.

Prąd powstający w wyniku poruszania się elektronów lub innych naładowanych cząstek wynosi

$$i = q\,n\,v$$

przy czym: q — ładunek cząstki w C, v — prędkość poruszania się cząstki w $\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, n — liczba cząstek przypadających na jednostkę długości.

Ponieważ rozpatruje się siłę oddziałującą na pojedynczą cząstkę, n jest równe jedności; otrzymujemy więc

$$f = B\,q\,v \sin \Theta$$

Załóżmy, że elektron e został wprowadzony pod kątem prostym w obszar jednorodnego pola magnetycznego z prędkością początkową v_0 (rys. 5-4). Ponieważ pole ma określony kierunek działania (prostopadle do powierzchni kartki, jak oznaczono na rysunku), zastosowanie zwykłej reguły dotyczącej siły oddziałującej na przewodnik z prądem pozwoli wykazać, że tor elektronu uległ zakrzywieniu, w chwili gdy elektron znalazł się w zasięgu pola magnetycznego. W polu jednorodnym przy stałej prędkości v_0, elektron otrzymuje stałe przyspieszenie kątowe i porusza się po łuku koła.

Zgodnie z prawami mechaniki przyspieszenie to wynosi $\frac{v^2}{r}$, gdzie r jest promieniem krzywizny po jakiej porusza się elektron. Tak więc

$$f = ma = Bqv = m\,\frac{v^2}{r}$$

$$r = \frac{m\,v}{B\,q} \tag{5.11}$$

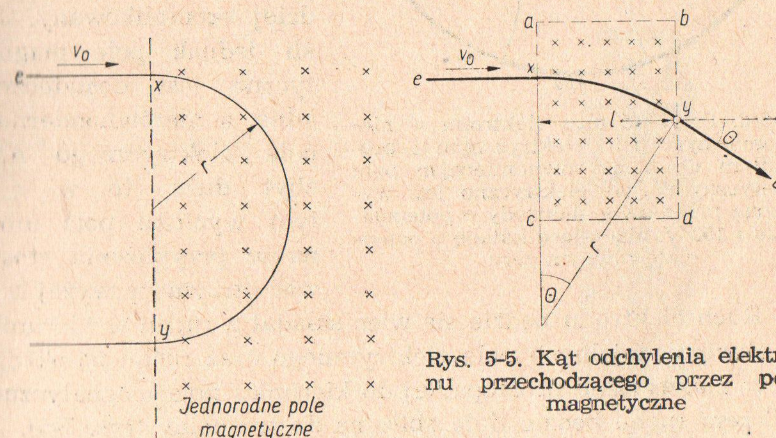
Ponieważ dla elektronu $q = e$, to promień krzywizny wyrażony w metrach

$$r = \frac{v}{B}\,\frac{1}{\frac{e}{m}} = 5{,}69 \cdot 10^{-12}\,\frac{v}{B}\ \mathrm{m} \tag{5.12}$$

Załóżmy, że $v_0 = 2 \cdot 10^9\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{s}} = 2 \cdot 10^7\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, oraz $B = 10\ \mathrm{Gs} = 10 \cdot 10\,\frac{\mathrm{Wb}}{\mathrm{m}^2}$

$$r = 5{,}69 \cdot 10^{-12}\,\frac{2 \cdot 10^7}{10 \cdot 10^4 \cdot 10^{-8}} = 11{,}38 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{m} = 11{,}38\ \mathrm{cm}$$

Teoria oddziaływania pola magnetycznego skierowanego prostopadle do kierunku poruszania się elektronu (rys. 5-4) jest słuszna również w odniesieniu do wiązki elektronów i analogiczna do teorii odchylania toru cząstek w polu elektrycznym (rys. 5-2).

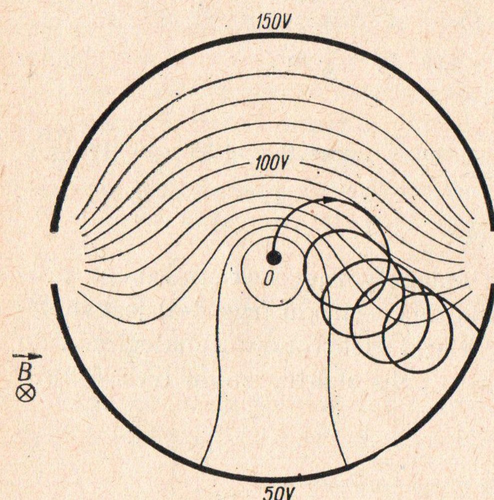


Rys. 5-5. Kąt odchylenia elektronu przechodzącego przez pole magnetyczne

Rys. 5-4. Odchylenie elektronu (po torze kołowym) w jednorodnym polu magnetycznym

Kąt odchylenia wiązki elektronów w jednorodnym polu magnetycznym można obliczyć na podstawie zależności przedstawionych na rys. 5-5. Pole magnetyczne w prostokącie $abcd$ zostało

wytworzone przez dwa równoległe uzwojenia (jak gdyby umieszczone nad i pod powierzchnią strony). Elektron wpadający z lewej strony w obszar działania pola z prędkością v_0 ulega odchyleniu w polu magnetycznym (od punktu x) i dalszy jego ruch odbywa się wzdłuż łuku xy koła o promieniu r. Od punktu y, tj. z chwilą wydostania się elektronu z obszaru oddziaływania pola magnetycznego, elektron porusza się wzdłuż prostej z prędkością v_o. Kąt Θ zawarty między promieniami łuku xy jest równy kątowi odchylenia, a więc $\sin \Theta = \frac{l}{r}$. Długość pola l jest znana, zaś r oblicza się z równania (5.12), podobnie jak w poprzednim przykładzie.

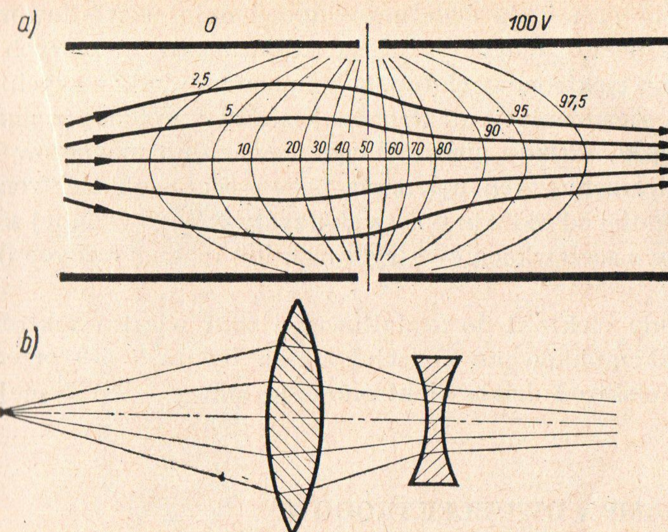


Rys. 5-6. Przykład toru elektronu w nierównomiernym polu elektrycznym i prostopadłym do niego równomiernym polu magnetycznym. Pole elektryczne jest wytworzone przez dwie elektrody o potencjałach 50 i 150 V, otaczające katodę o potencjale równym zeru

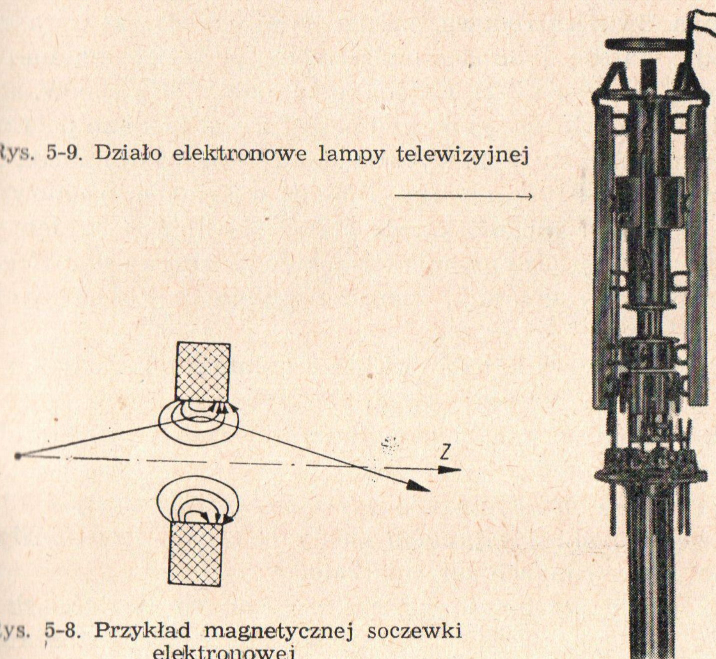
Gdy pole elektryczne jest nierównomierne, ruch elektronu staje się bardziej skomplikowany. Jeśli jednak pole magnetyczne jest dostatecznie silne, a nierównomierność pola elektrycznego niezbyt duża, to w małym wycinku pola można w przybliżeniu stosować otrzymane wyżej wyniki. Ruch elektronu będzie się więc składał z ruchu w kierunku linii ekwipotencjalnych pola elektrycznego oraz ruchu po okręgu koła w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola magnetycznego. Torem ruchu będzie linia zbliżona do trochoidy (rys. 5-6).

5.3. SOCZEWKI ELEKTRONOWE

Pola elektryczne i magnetyczne mogą powodować skupianie lub rozpraszanie strumienia elektronów. Odgrywają one zatem rolę podobną do działania soczewki optycznej, na przechodzące



Rys. 5-7. Przykład elektrycznej soczewki elektronowej: *a)* rozkład pola elektrycznego, *b)* analogia optyczna. Strzałki w punktach przecięcia toru elektronu z liniami ekwipotencjalnymi wskazują kierunek siły wywieranej przez pole elektryczne na elektron



Rys. 5-9. Działo elektronowe lampy telewizyjnej

Rys. 5-8. Przykład magnetycznej soczewki elektronowej

przez nią promienie świetlne. Odpowiednio ukształtowane pola elektryczne lub magnetyczne są stosowane w niektórych rodzajach lamp elektronowych (np. w lampach oscyloskopowych) w celu nadania strumieniowi elektronów kształtu skupionej (zogniskowanej) wiązki. Układy elektrod bądź cewek lub magnesów służące do wytwarzania tych pól noszą nazwę soczewek elektronowych. W zależności od rodzaju pola wykorzystywanego w danej soczewce mówimy o soczewkach elektrycznych lub magnetycznych (rys. 5-7 i 5-8).

Układy elektrod do kształtowania toru wiązki elektronów są często skomplikowane konstrukcyjnie. Rysunek 5-9 przedstawia system elektrod działa elektronowego lampy telewizyjnej.

6. LAMPA DWUELEKTRODOWA

6.1. CHARAKTERYSTYKA DIODY

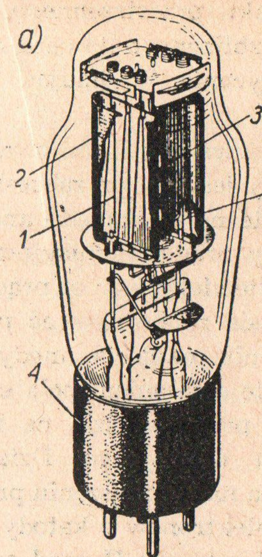
Lampa dwuelektrodowa, zwana często diodą, zawiera dwie elektrody: katodę i anodę, umieszczone w bańce szklanej lub metalowej (rys. 6-1 i 6-2). Katoda jest źródłem elektronów, anoda zaś wskutek przyłożonego do niej napięcia jest źródłem pola elektrycznego. Bańka służy do wytworzenia próżni między anodą i katodą (rzędu $10^{-5} \div 10^{-6}$ mm Hg). Dlatego w symbolach umownych diody, elektrody: anodę i katodę otacza się linią zamkniętą wyobrażającą bańkę. Jeśli grzanie termokatody odbywa się pośrednio przez dodatkowy grzejnik, zaznacza się go często na symbolu (rys. 2-1).

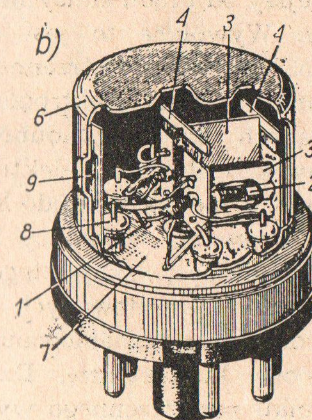
Emitowane przez katodę elektrony dolatują do anody i w ten sposób powodują przepływ prądu elektrycznego.

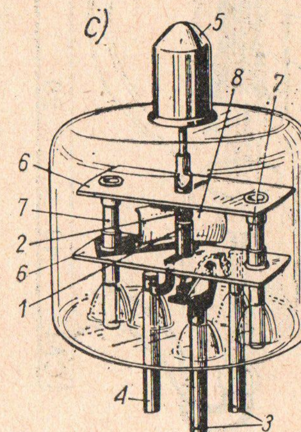
Kształt elektrod może być cylindryczny (rys. 6-4 *a*) lub płaski (rys. 6-4 *b*).

Na rys. 6-5 przedstawiono przebieg charakterystyki diody, tj. zależności pomiędzy prądem anody I_a a napięciem anody U_a przy stałych warunkach żarzenia katody.

Prąd anody występuje już przy ujemnych wartościach napięcia U_a, następnie wzrasta, gdy U_a rośnie i osiąga wartość równą







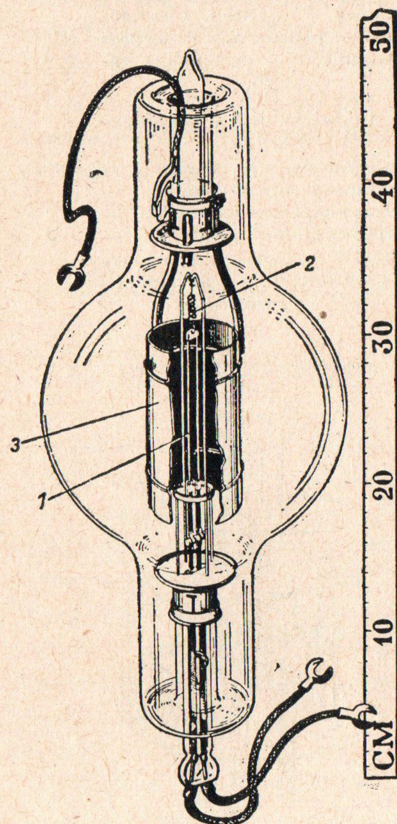
Rys. 6-1. Typy diod:
a) lampa prostownicza małej mocy:
1 — katoda, 2 — anoda, 3 — wspornik, 4 — cokół;
b) lampa dwuelektrodowa detekcyjna:
1 — wprowadzenie katody, 2 — katoda, 3 — anoda, 4 — płytka mikowa, 5 — ekran, 6 — bańka, 7 — podstawa, 8 — wyprowadzenia, 9 — pochłaniacz gazów
c) dioda do celów pomiarowych:
1 — katoda, 2 — anoda, 3 — wyprowadzenie grzejnika, 4 — wyprowadzenie katody, 5 — wyprowadzenie anody, 6 — wsporniki izolacyjne anody, 7 — wsporniki, 8 — pochłaniacz gazów

prądowi emisyjnemu dopiero przy pewnej wartości napięcia anody, zwanej napięciem nasycenia. Ze względu na zjawiska fizyczne zachodzące w diodzie można charakterystykę diody podzielić na następujące 3 zakresy (rys. 6-5):

zakres I, zwany zakresem prądu początkowego, leżący na obszarze ujemnych napięć anody,

zakres II, zwany zakresem ładunku przestrzennego, obejmujący napięcia anody od napięcia zbliżonego do zera do $U_{a\ nas}$, zakres III, zwany zakresem nasycenia, obejmujący napięcia anody większe od $U_{a\ nas}$.

W zakresie nasycenia wszystkie elektrony emitowane przez katodę dolatują do anody. Prąd anody jest w tym zakresie prawie niezależny od napięcia anody i jest równy prądowi emisyjnemu katody. Niewielki wzrost prądu I_a, dający się zaobserwować przy podnoszeniu napięcia anody, tłumaczy się działaniem pola elektrycznego przy katodzie na natężenie prądu emisyjnego. Działanie to polega na zmniejszeniu pracy wyjścia elektronów z katody.

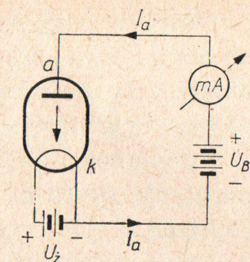


Rys. 6-2. Lampa prostownicza wysokonapięciowa:
1 — katoda wolframowa, 2 — sprężyna napinająca, 3 — anoda cylindryczna

W zakresie II prąd anody jest mniejszy od prądu emisyjnego katody. Wywołane to jest działaniem ładunku przestrzennego, tj. ładunku chmury elektronów otaczających katodę. Ładunek ten sprawia, że linie pola elektrycznego anody nie dochodzą do katody, oraz wytwarza w okolicy katody pole hamujące; wskutek tego część elektronów emitowanych przez katodę zostaje zahamowana i zawrócona ku katodzie. Działanie ładunku przestrzennego występuje tym silniej, im większa jest gęstość elektronów w przestrzeni międzyelektrodowej. Prąd anody jest w tym zakresie zależny od napięcia anody, w małym stopniu natomiast zależy od emisji katody.

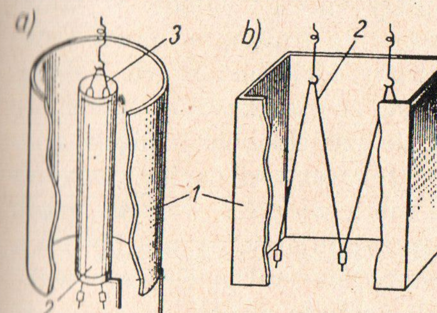
W zakresie ujemnych napięć anody istnieje pewien prąd anody, zwany prądem początkowym, wywołany prędkością początkową

elektronów emitowanych z katody. Elektrony te mogą dzięki swej energii początkowej pokonać niewielkie pole hamujące anody. Prąd początkowy jest zwykle niewielki i maleje szybko w miarę obniżania napięcia anody.

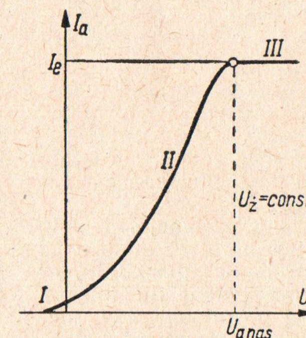


Rys. 6-3. Schemat włączenia lampy dwuelektrodowej

Dokładna analiza przebiegów w diodzie wymaga uwzględnienia szeregu czynników, jak prędkości początkowej elektronów, napięcia kontaktowego, spadku napięcia wzdłuż katody, nierównomierności rozkładu temperatury katody itp. W wielu zagadnieniach można jednak przy przeliczaniu charakterystyk i parametrów diody poczynić szereg uproszczeń zależnych od rodzaju diody i od rozpatrywanego zakresu charakterystyki.



Rys. 6-4. Budowa lampy dwuelektrodowej: *a)* z cylindrycznym układem elektrod, *b)* z płaskim układem elektrod:
1 — anoda, 2 — katoda, 3 — grzejnik



Rys. 6-5. Przebieg zasadniczy charakterystyki diody:
I — zakres prądu początkowego, II — zakres ładunku przestrzennego, III — zakres nasycenia

6.2. PRZEBIEGI FIZYCZNE W DIODZIE

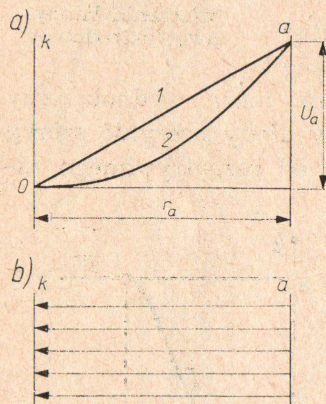
Wszystkie elektrony emitowane przez katodę dochodzą do anody, jeżeli:

1) pole elektryczne jest przyspieszające,

2) siła działania pola na każdy elektron przewyższa siły odpychające ze strony innych elektronów, znajdujących się w przestrzeni między anodą i katodą.

Jeżeli w przestrzeni między anodą i katodą nie ma elektronów, potencjał zwiększa się równomiernie na drodze od katody do anody, zmieniając się od zera do wartości U_a i dlatego na wykresie przedstawia linię prostą *1* (rys. 6-6 *a*).

Gdy między elektrodami przepływa prąd, wówczas elektrony poruszają się od katody do anody, tworząc w przestrzeni międzyelektrodowej ujemny ładunek przestrzenny (ładunek objętościowy), który zmienia potencjał na całej rozciągłości między elektrodami. Jeżeli przy tym we wszystkich punktach przestrzeni potencjał jest dodatni (krzywa *2*), tzn. elektrony wszędzie są przyspieszane, przez lampę przepływa prąd nasycenia.

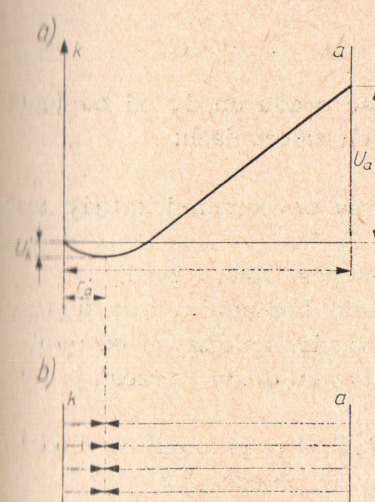


Rys. 6-6. Potencjał i pole elektryczne w diodzie z elektrodami płaskimi: *a)* rozkład potencjału między anodą i katodą przy nieobecności strumienia elektronów (linia *1*) i przy nasyceniu (linia *2*), *b)* pole elektryczne między katodą i anodą

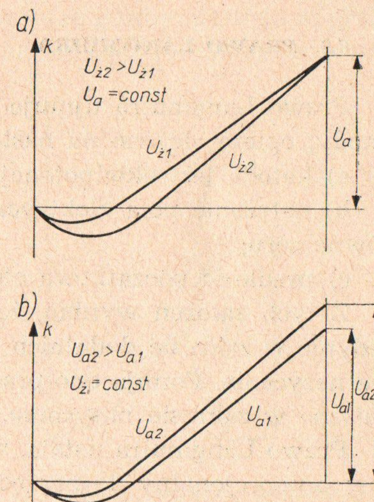
Na rys. 6-6 *b* przedstawiono dla tego przypadku pole elektryczne panujące między anodą i katodą. W takim polu wszystkie emitowane przez katodę elektrony odciągane są od katody. Jasne jest, że zwiększenie potencjału na anodzie (zwiększenie napięcia anody) powyżej wartości napięcia nasycenia nie może wywołać wzrostu prądu anody (przyjmujemy, że nie powstaje elektrostatyczna emisja elektronowa).

Jeżeli napięcie anody jest mniejsze od napięcia nasycenia, to nie wszystkie elektrony mogą pokonać odpychające działanie sił samego strumienia elektronów: elektrony mające mniejsze prędkości (mniejszą energię kinetyczną) odpychane są z powrotem do katody. Ponieważ katoda stale emituje elektrony, to w pobliżu niej znacznie zwiększa się ilość elektronów w jednostce objętości, na skutek czego przy katodzie tworzy się ujemny ładunek przestrzenny o dużej gęstości („chmurka" elektronów). Ten ładunek przestrzenny zmienia rozkład potencjału w przestrzeni między katodą i anodą. W pewnej odległości od katody r_a' (rys. 6-7 *a*) gęstość ładunku (ujemnego) przestrzennego jest największa. W tym miejscu powstaje minimum potencjału, który jest niższy

o wartość U_k' od potencjału katody. Taki rozkład potencjału powoduje powstawanie na odcinku r_a' hamującego pola elektrycznego (rys. 6-7 *b*), ponieważ pole zawsze skierowane jest od potencjału większego do mniejszego. Do anody dolatują tylko te elektrony, które po wyjściu z katody mają energię kinetyczną wystarczającą do pokonania hamującego pola ładunku przestrzennego. Pozostałe elektrony nie mogą pokonać całej odległości r_a' i trafić w pole przyspieszające. Na odcinku r_a' elektrony zatracają prędkość i powracają z powrotem do katody.



Rys. 6-7. Potencjał i pole elektryczne w diodzie o elektrodach płaskich, gdy istnieje ładunek przestrzenny: *a)* rozkład potencjału między anodą i katodą, *b)* pole elektryczne



Rys. 6-8. Rozkład potencjału między anodą i katodą diody o elektrodach płaskich: *a)* przy różnych napięciach żarzenia, *b)* przy różnych napięciach anody

Ilość elektronów wylatujących z katody równa się sumie elektronów trafiających do anody i powracających do katody. Jeżeli nie zmieniając wartości napięcia anody (U_a = const), zwiększyć temperaturę katody (zwiększając napięcie żarzenia do wartości $U_{ż2} > U_{ż1}$), to średnia prędkość i ilość wychodzących z katody elektronów wzrośnie, na skutek czego zwiększy się gęstość ładunku przestrzennego. Dlatego minimum potencjału przesunie się w kierunku anody (rys. 6-8 *a*), tzn. zwiększy się długość odcinka,

na którym pole skierowane jest od katody do minimum potencjału; zwiększy się przy tym także ilość elektronów powracających do katody.

Zwiększając napięcie anody do wartości $U_{a2} > U_{a1}$, przy zachowaniu niezmiennej temperatury katody (napięcie $U_ż$ = const), zmaleje gęstość ładunku przestrzennego i minimum potencjału przesunie się bliżej powierzchni katody (rys. 6-8 *b*). Przy tym wzrośnie ilość elektronów pokonujących hamujące pole ładunku przestrzennego, tzn. zwiększy się prąd anodowy.

6.3. PRAWO LANGMUIRA

Prawo Langmuira ujmuje zależność prądu anody od napięcia anody; opiera się ono na następujących założeniach:

a) katoda jest ekwipotencjalna,

b) natężenie pola elektrycznego przy powierzchni katody jest równe zeru,

c) prędkość początkowa elektronów jest równa zeru.

Z tych założeń wynika, że równanie Langmuira jest słuszne jedynie w zakresie dodatnich napięć anody mniejszych od napięcia nasycenia. Pomija ono prąd początkowy diody i przestaje być słuszne w zakresie nasycenia.

Prawo Langmuira ustala, że dla $U_a > 0$ prąd anody w diodzie jest proporcjonalny do napięcia anody w potędze 3/2

$$I_a = g \cdot U_a^{3/2} \quad [\text{mA}] \qquad (6.1)$$

przy czym g jest stałą zależną od rozmiarów układu elektrod [mA/V$^{3/2}$].

Wykres zależności przedstawionej wzorem (6.1) podany jest na rys. 6-10 (linia przerywana). Linia przedstawiona na tym rysunku nosi nazwę paraboli półsześciennej. Wskutek pominięcia prędkości początkowej elektronów prawo Langmuira odbiega znacznie w zakresie małych napięć anody od rzeczywistej charakterystyki diody.

6.4. CHARAKTERYSTYKI RZECZYWISTE DIODY

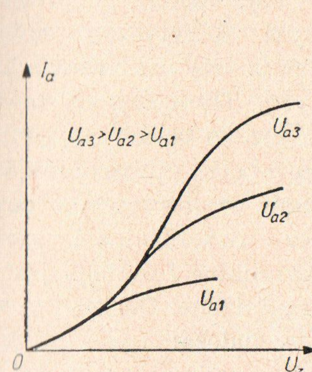
Praca lampy dwuelektrodowej określa się dwiema zasadniczymi charakterystykami:

1) zależnością prądu anody od napięcia (prądu) żarzenia przy stałej wartości napięcia anody, tj. $I_a = f(U_ż)$ przy U_a = const (rys. 6-9),

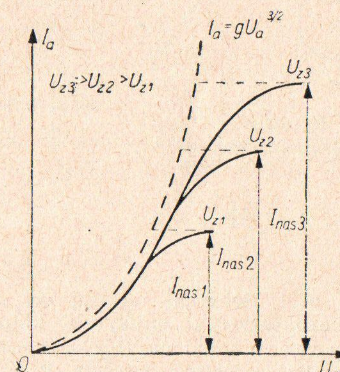
2) zależnością prądu anody od napięcia anody przy stałym napięciu (lub prądzie) żarzenia, tj. $I_a = f(U_a)$ przy $U_ż$ = const (rys. 6-10).

Obie charakterystyki można otrzymać doświadczalnie za pomocą układu, którego schemat przedstawiono na rys. 6-11.

Ponieważ lampy dwuelektrodowe eksploatuje się przy stałym napięciu żarzenia, wykazanym w metryce lampy, dlatego w praktyce najczęściej korzysta się z charakterystyk $I_a = f(U_a)$ zdjętych



Rys. 6-9. Rodzina charakterystyk $I_a = f(U_ż)$ przy różnych napięciach

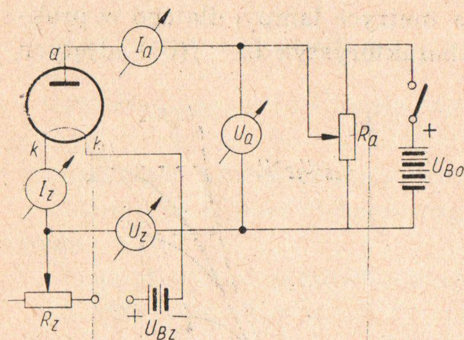


Rys. 6-10. Rodzina charakterystyk $I_a = f(U_a)$ przy różnych napięciach $U_ż$

przy $U_ż$ = const. Przy zdejmowaniu tej charakterystyki ustala się dla danej lampy normalne napięcie żarzenia i za pomocą potencjometru (rys. 6-11) zwiększa się napięcie anody (od zera), zaznaczając po określonych wartościach napięć wskazania woltomierza i odpowiednie wskazania miliamperomierza I_a. Na podstawie otrzymanych danych wykreśla się charakterystykę $I_a = f(U_a)$, odkładając na osi odciętych wartości U_a, a na osi rzędnych — wartości I_a. Powtarzając pomiary i robiąc wykresy dla innych wartości napięć żarzenia (mniejszych i większych od normalnego), otrzymuje się rodzinę charakterystyk $I_a = f(U_a)$ przy różnych napięciach żarzenia $U_ż$ (rys. 6-10). Jak widać z tych charakterystyk, przy zwiększeniu napięcia U_a prąd anody najpierw zwiększa

się stopniowo, potem szybko, a następnie wzrost znowu maleje. Przy napięciu anody, równym napięciu nasycenia, prąd anody osiąga natomiast wartość nasycenia I_{nas}. Ze wzrostem napięcia żarzenia zwiększa się wartość napięcia anody, przy której prąd anody staje się równy prądowi nasycenia.

Charakterystyki $I_a = f(U_a)$ mają duże znaczenie praktyczne. Na podstawie tych charakterystyk można ocenić jakość lampy, jej przydatność do pracy w różnych warunkach, porównać różne typy lamp i wybrać lampę odpowiadającą określonym wymaganiom.



Rys. 6-11. Schemat układu do zdjęcia charakterystyki emisyjnej katody: a — anoda, k — katoda, U_{Ba} — bateria anodowa, $U_{Bż}$ — bateria żarzenia, R_a — opornik zmienny do zmiany napięcia anody U_a (między anodą i katodą), $R_ż$ — opornik zmienny do zmiany napięcia żarzenia $U_ż$

Jak widać, charakterystyki teoretyczne znacznie różnią się od doświadczalnych. Tłumaczy się to tym, że prawo trzech drugich potęg w celu uproszczenia obliczeń wyprowadzone zostało bez uwzględnienia szeregu czynników i dlatego jest ono przybliżone. Do tych czynników należą:

1) wpływ prędkości początkowej elektronów wychodzących z powierzchni katody,

2) wpływ pola magnetycznego prądu żarzenia,

3) wpływ nierównomiernej temperatury (a w związku z tym również emisji) wzdłuż katody,

4) wpływ spadku napięcia wzdłuż katody (w katodach o żarzeniu bezpośrednim),

5) wpływ elektrostatycznej emisji elektronowej,

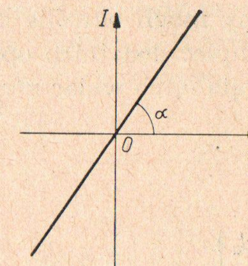
6) wpływ napięcia kontaktowego między anodą i katodą.

6.5. PARAMETRY LAMPY DWUELEKTRODOWEJ

Parametrami nazywa się wielkości charakteryzujące właściwości lampy i określające możliwość jej zastosowania w różnych

urządzeniach. Parametry określają stosunki między prądami i napięciami w różnych obwodach lampy.

Parametrami lampy dwuelektrodowej są: oporność dla prądu stałego R_0, nachylenie charakterystyki S_a, oporność dla prądu zmiennego ϱ_a, moc wydzielana w anodzie P_a, pojemność międzyelektrodowa C_{ak}, jak również inne dane charakteryzujące warunki pracy lampy: napięcie żarzenia $U_ż$, prąd żarzenia $I_ż$, prąd emisji I_e i inne.



Rys. 6-12. Charakterystyka oporności podlegającej prawu Ohma

Jeżeli wykreślimy charakterystykę napięciowo-prądową, to jest zależność prądu od napięcia, dla zwykłego opornika czynnego, wtedy otrzymamy linię prostą przechodzącą przez początek układu osi współrzędnych, co widać na rys. 6-12. Wykres taki przedstawia zależność wprost proporcjonalną, jaka istnieje między prądem i napięciem i która określana jest prawem Ohma

$$I = \frac{U}{R} = UG$$

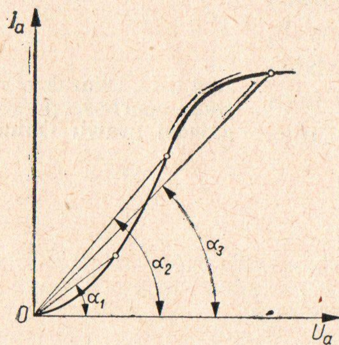
gdzie: R — oporność, $G = \frac{1}{R}$ — przewodność.

Prostoliniowa (lub, jak się mówi w skrócie, liniowa) charakterystyka świadczy o tym, że prawo Ohma jest słuszne przy dowolnych wartościach napięcia U, czyli że oporność R (przewodność G) jest stała dla dowolnej wartości napięcia. Liczbowo oporność równa jest kotangensowi kąta α nachylenia charakterystyki (z uwzględnieniem skali, w jakiej są narysowane osie współrzędnych). Kąt ten również jest stały przy dowolnych wartościach napięcia.

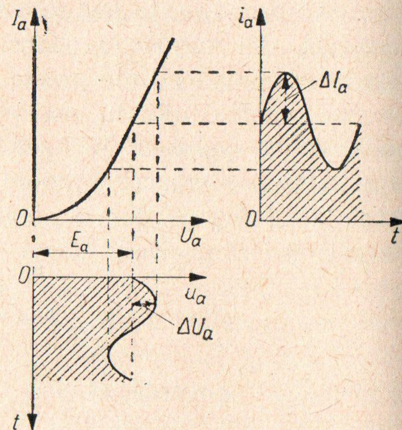
Rozpatrując dowolną z przytaczanych wyżej charakterystyk diody, możemy bez trudu stwierdzić, że dioda jest nieliniowym elementem obwodu elektrycznego. I rzeczywiście, przy ujemnych wartościach napięcia na anodzie prąd diody jest równy zeru (lub bliski zeru). Oznacza to, że w tym zakresie oporność diody równa jest nieskończoności (lub bardzo duża), natomiast przewodność równa jest zeru (lub bardzo mała). Przy dodatnich wartościach

napięcia anodowego kąt nachylenia charakterystyki α nie ma wartości stałej, a stąd wniosek, że oporność wewnętrzna diody i jej przewodność zależą od wartości doprowadzonego do diody napięcia anodowego.

Gdy zmierzymy napięcie na diodzie za pomocą woltomierza i prąd płynący przez diodę za pomocą miliamperomierza, będziemy mogli określić oporność diody dla prądu stałego. W zakresie napięć dodatnich oporność ta zmiania się tak samo jak kotangens kąta α, co widać z rys. 6-13.



Rys. 6-13. Określenie oporności diody dla prądu stałego przy różnych wartościach napięcia na anodzie



Rys. 6-14. Zmiana prądu anodowego pod wpływem zmieniającego się napięcia na anodzie

Możliwe są jednak takie przypadki, kiedy oprócz stałego napięcia E_a na diodę oddziałuje również napięcie zmienne (rysunek 6-14).

W takich przypadkach w obwodzie anodowym przepływa prąd tętniący, który zawiera zarówno składową stałą, jak i składową zmienną. Aby można było określić stosunek między przyrostami prądu anodowego i napięcia anodowego, należy znać oporność wewnętrzną diody dla prądu zmiennego.

Oporność wewnętrzna diody dla prądu zmiennego (lub, jak inaczej nazywa się, dynamiczna oporność wewnętrzna) określa się

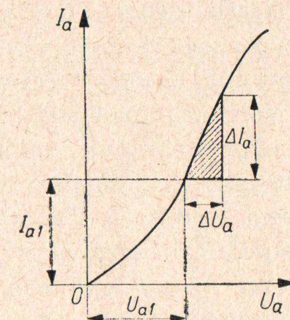
stosunkiem przyrostu napięcia anodowego do odpowiedniego przyrostu prądu anodowego

$$\varrho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \tag{6.2}$$

gdzie grecka litera Δ (delta) zastępuje słowo „przyrost".

Wykres prądu anodowego przedstawiony na rys. 6-14 nazywa się wykresem napięcia anodowego na charakterystyce diody wykonanym za pomocą rozwinięcia. Poszczególne punkty wykresu napięcia (dla którego oś czasu skierowana jest w dół) przenoszone są za pomocą charakterystyki na wykres prądu (którego oś czasu skierowana jest w prawo).

Na skutek krzywoliniowości charakterystyki krzywa wyobrażająca przebieg prądu w czasie może okazać się zniekształcona w porównaniu z krzywą przedstawiającą przebieg napięcia.



Rys. 6-15. Trójkąt charakterystyczny umożliwiający określenie parametrów diody

Oporność wewnętrzna jest różna w różnych punktach charaterystyki i dlatego może być mowa jedynie o średniej wartości oporności wewnętrznej dla tego lub innego odcinka określonej długości. Jednakże w praktyce charakterystyka diody w znacznej swej części jest zbliżona do linii prostej, jak to widać na przykład na rys. 6-10. Na tym odcinku oporność wewnętrzna diody jest w przybliżeniu stała. Tę właśnie wartość oporności wewnętrznej zwykle wymienia się, mówiąc o oporności wewnętrznej diody ϱ_a jako o jej parametrze.

Aby określić wartość oporności wewnętrznej diody, można posłużyć się sposobem trójkąta charakterystycznego (rys. 6-15). W tym celu na charakterystyce diody wydziela się niewielki odcinek ograniczony napięciami U_{a1} i $U_{a1}+\Delta U_a$, którym odpowiadają prądy I_{a1} i $I_{a1}+\Delta I_a$. Wybrany odcinek charakterystyki i odcinki wyrażające przyrosty napięcia i prądu tworzą trójkąt, którego przyprostokątne równe są odpowiednio ΔU_a i ΔI_a. Po zmierzeniu ich długości i uwzględnieniu skal osi współrzędnych znajdziemy

$$\varrho_a[\Omega] = \frac{\Delta U_a[V]}{\Delta I_a[A]}$$

Jednakże na osi rzędnych prąd jest zwykle wyrażony w miliamperach i dlatego do obliczenia oporności wewnętrznej należy stosować wzór

$$\varrho_a\,[\Omega] = \frac{\Delta U_a\,[\mathrm{V}]}{\Delta I_a\,[\mathrm{mA}]}\,1000$$

W przypadku przewodnika liniowego jako jego parametry występują: oporność R lub odwrotna do niej wielkość — przewodność G. Znając jeden z tych parametrów można jednoznacznie określić drugi. W przypadku lampy elektronowej również można wprowadzić pojęcie przewodności wewnętrznej jako wielkości odwrotnej do oporności wewnętrznej. Jest rzeczą oczywistą, że jeżeli oporność odpowiada liczbowo kotangensowi kąta nachylenia przeciwprostokątnej i trójkąta charakterystycznego (patrz rys. 6-15), to przewodność jako wielkość odwrotna będzie określona tangensem tego kąta. Tangens określa nachylenie odcinka charakterystyki. Tak więc w przypadku linii poziomej tangens kąta nachylenia równy jest zeru, natomiast w przypadku linii pionowej — nieskończoności, co w zupełności odpowiada wyobrażeniu o nachyleniu charakterystyki na tych odcinkach.

Właśnie na podstawie tych przesłanek przewodność wewnętrzna lampy elektronowej nazywa się nachyleniem charakterystyki i oznacza się ją literą S

$$S = \frac{1}{\varrho_a} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} \qquad (6.3)$$

Jeżeli oporność wewnętrzna wyrażana jest w omach, to jest w woltach na amper, to nachylenie powinno być wyrażane w jednostkach odwrotnych, czyli w amperach na wolt. Jednakże ze względów praktycznych nachylenie przyjęto określać w miliamperach na wolt.

Nachylenie charakterystyki jest to stosunek przyrostu prądu anodowego do wywołującego ten przyrost przyrostu napięcia panującego na anodzie. Liczbowo nachylenie charakterystyki pokazuje, o ile miliamperów zwiększy się prąd anodowy, gdy napięcie na anodzie zostanie zwiększone o jeden wolt

$$S\,[\mathrm{mA/V}] = \frac{\Delta I_a\,[\mathrm{mA}]}{\Delta U_a\,[\mathrm{V}]}$$

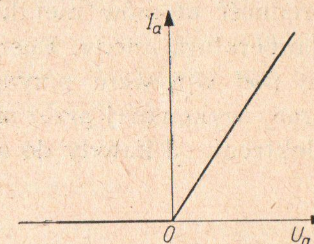
Wynika z powyższego, że nachylenie i oporność wewnętrzna są związane zależnością

$$S\left[\frac{1}{\Omega}\right] \cdot \varrho_a[\Omega] = 1 \qquad (6.4)$$

lub inaczej

$$S\ [\mathrm{mA/V}] \cdot \varrho_a\ [\Omega] = 1000$$

Nachylenie charakterystyki można również określić bezpośrednio z trójkąta charakterystycznego (patrz rys. 6-15). Wartość nachylenia charakterystyki, podobnie jak oporności wewnętrznej, nie jest stała na poszczególnych odcinkach charakterystyki anodowej diody; w zakresie ujemnych napięć anodowych jest ona równa zeru, w zakresie małych napięć dodatnich (na dolnym zagięciu charakterystyki diody) jest ona mała i następnie zwiększa się w miarę wznoszenia się charakterystyki. W stanie nasycenia diody wartość nachylenia z powrotem zbliża się do zera, ponieważ charakterystyka przestaje wznosić się. Jako parametr lampy przyjmuje się wartość nachylenia charakterystyki odpowiadającą prawie prostoliniowemu, stromo wnoszącemu się jej odcinkowi, w granicach którego nachylenie ma wartość największą i prawie niezmienną.



Rys. 6-16. Idealna charakterystyka diody

Do obliczeń technicznych bardzo często charakterystykę diody przedstawia się w postaci linii prostej wychodzącej z początku osi współrzędnych i leżącej w dodatnim zakresie napięć anodowych; w zakresie ujemnych napięć anodowych charakterystyka pokrywa się z osią odciętych (rys. 6-16). W przypadku takiej idealnej charakterystyki mamy do czynienia z jedną wartością oporności wewnętrznej ϱ_a oraz z jedną wartością nachylenia charakterystyki S w zakresie dodatnich napięć anodowych; natomiast w zakresie ujemnych napięć anodowych oporność wewnętrzna jest równa nieskończoności, zaś nachylenie charakterystyki równe zeru. Wynika z tego, że lampa elektronowa mająca taką charakterystykę w dalszym ciągu pozostaje nieliniowa, wykazująca przewodność jednokierunkową.

Widzimy zatem, że podstawowym parametrem diody jest albo jej oporność wewnętrzna dla prądu zmiennego, albo też nachylenie charakterystyki. Jako dodatkowy parametr o charakterze eksploatacyjnym, oprócz wymienionych wyżej, jak wydajność katody, trwałość i inne, należy wymienić jeszcze dopuszczalną moc traconą na anodzie i największe napięcie zwrotne.

Niekiedy w pracującej lampie anoda nagrzewa się do czerwoności. Przy nieprawidłowej eksploatacji anoda może nagrzać się do białości i roztopić się. Zwiększenie temperatury anody uwarunkowane jest bombardowaniem jej przez elektrony, które tworzą prąd w lampie. Elektrony uderzając o anodę oddają swoją energię kinetyczną atomom metalu, na skutek czego zwiększa się prędkość atomów metalu, a w związku z tym wzrasta również temperatura anody. Energia kinetyczna elektronu, którą uzyskał on pod wpływem przyspieszającego napięcia anody, równa się pracy wykonanej przez siły pola elektrycznego przy przenoszeniu elektronu od katody do anody, tzn.

$$\frac{m v^2}{2} = e U_a \tag{6.5}$$

gdzie: m — masa elektronu, v — prędkość elektronu przy anodzie, e — ładunek elektronu, U_a — napięcie anody.

Jeżeli ilość elektronów padających na anodę w czasie jednej sekundy wynosi n, to ogólna ilość energii przemieniana na ciepło równa się

$$\frac{m v^2}{2} n = e n U_a \tag{6.6}$$

ponieważ $en = I_a$, wobec tego

$$\frac{m v^2}{2} n = I_a U_a = P_a \tag{6.7}$$

gdzie P_a — moc (w watach) wydzielona w postaci ciepła na anodzie.

Moc P_a nazywa się mocą wydzieloną lub mocą strat. Im moc ta jest mniejsza, tym większa część ogólnej mocy prądu elektrycznego w obwodzie anody lampy może być wykorzystana użytecznie. Ciepło wydzielane na anodzie jest rozpraszane przez nią

drogą wypromieniowywania poprzez szkło bańki. Temperatura T, do której nagrzewa się anoda, zależy od mocy wydzielonej P_a, wielkości powierzchni anody F_a, właściwości fizycznych materiału, z którego wykonana jest anoda, i stanu jej powierzchni. Wielkości te związane są ze sobą równaniem

$$P_a = k\, F_a\, T^4 \quad [\mathrm{W}] \tag{6.8}$$

gdzie: F_a — powierzchnia anody wyrażona w cm², T — temperatura anody w stopniach bezwzględnych.

Wielkość stała k zależy od właściwości materiału i stanu jego powierzchni; charakteryzuje ona właściwości materiału pod względem rozpraszania ciepła na skutek promieniowania.

Dla danej wielkości mocy P_a temperatura anody jest tym mniejsza, im większa jest stała k i im większa jest powierzchnia anody F_a. Najwyższa temperatura T_{max}, do której może być nagrzana anoda, zależy od następujących warunków:

1) kształt anody nie powinien ulegać zmianie,

2) emisja z anody powinna być niezauważalna,

3) promieniowanie cieplne anody nie powinno przegrzewać katody powyżej dopuszczalnej temperatury pracy,

4) nie powinny wydzielać się gazy okludowane (zaadsorbowane),

5) parowanie materiału anody powinno być niedostrzegalne.

Temperatura T_{max} nazywa się maksymalną lub dopuszczalną temperaturą pracy.

Moc, która może być wydzielana z 1 cm² powierzchni anody przy maksymalnie dopuszczalnej temperaturze pracy, nazywa się dopuszczalną wydzielaną mocą właściwą (lub admisyjną mocą właściwą). Zależy ona od rodzaju materiału anody i od stanu jej powierzchni. Jak wiadomo, powierzchnie czarne mają większą emisyjność, tj. zdolność promieniowania, niż powierzchnie białe. Dlatego w niektórych typach lamp stosuje się anody czernione, ponieważ przy tej samej wartości mocy P_0 nagrzewają się one do znacznie niższej temperatury niż nie czernione (współczynnik k dla metali czernionych jest znacznie większy niż dla nie czernionych). Przy jednakowej temperaturze anody czernione wydzielają znacznie większą moc. Na przykład emisyjność cieplna dla

niklu czernionego jest 2,5÷3 razy większa od emisyjności niklu białego.

Im wyższa jest temperatura topnienia metalu, tym wyższa jest maksymalnie dopuszczalna temperatura anody wykonanej z tego metalu i wskutek tego większa jest dopuszczalna wydzielana moc właściwa. Do wyrobu anod stosuje się następujące metale: nikiel, molibden i tantal. Szczególnie dobre właściwości ma tantal; odznacza się on wysoką temperaturą topienia i właściwością pochłaniania gazów przy wysokiej temperaturze. Wysoka jednak cena tantalu ogranicza jego stosowanie. Anody lamp dwuelektrodowych małej mocy wykonuje się zwykle z niklu białego lub czernionego.

W tablicy 6-1 przytoczono dane mocy admisyjnej właściwej dla materiałów najczęściej stosowanych.

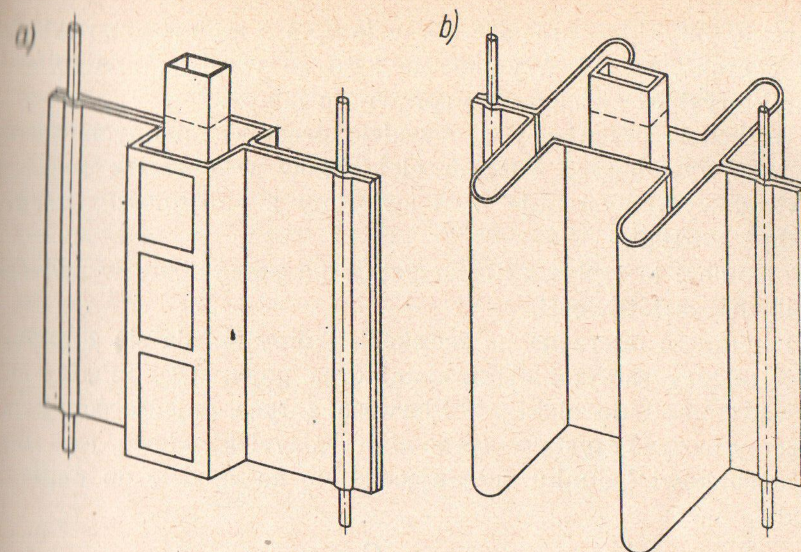
Tablica 6-1. Dane charakterystyczne dotyczące materiałów stosowanych do wyrobu anod

Rodzaj materiału	T_{max} °K	P_{max} W/cm²
Nikiel	650÷800	0,06÷0,1
Nikiel czerniony	550÷650	0,2 ÷0,7
Grafit	650÷800	0,6 ÷1,3
Molibden piaskowany	950÷1200	1,4 ÷3,0
Tantal piaskowany	1100÷1400	3,5 ÷7,8
Molibden cyrkonowany	950÷1200	4,5 ÷10

Objaśnienia: T_{max}—dopuszczalna temperatura robocza
P_{max}—maksymalna moc odpromieniowywana z 1 cm²

Przy konstruowaniu lamp dąży się do zwiększenia promieniującej powierzchni anody, ponieważ zmniejsza się przy tym obciążenie na jednostkę powierzchni, a także temperatura pracy, i lżejsze stają się warunki cieplne przyrządu. W tym celu stosuje się dodatkowe żeberka — radiatory (rys. 6-17).

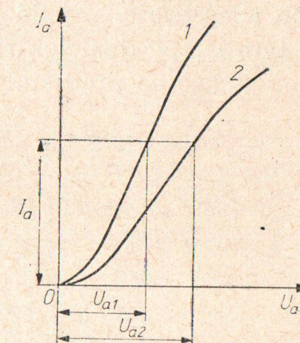
Bańka lampy nie powinna przegrzewać się pod wpływem emisyjności cieplnej anody i katody. Około 20% ciepła promieniowanego przez katodę i anodę zatrzymywane jest przez szkło bańki i powoduje jej nagrzewanie. Dopuszczalne cieplne obciążenie właściwe dla szkła wynosi zwykle 0,15÷0,2 W/cm², co określa niezbędną wielkość powierzchni bańki lampy.



Rys. 6-17. Przykłady konstrukcji anod o zwiększonej powierzchni promieniowania

W metryczce każdej lampy podaje się maksymalną wartość mocy P_{ad}, jaka może być wydzielona w anodzie. Jeżeli moc wydzielana na anodzie jest większa od mocy P_{ad}, wówczas lampa bardzo szybko ulega uszkodzeniu.

Im mniejsze są straty mocy w anodzie, tym wyższa jest sprawność lampy. Przy jednakowej wartości prądu anody straty w anodzie są tym mniejsze, im większe jest nachylenie charakterystyki (mniejsza oporność wewnętrzna) lampy. O tym łatwo można się przekonać, porównując charakterystyki lamp o różnym nachyleniu (rys. 6-18). Przy jednakowym prądzie anody moce, wydzielane w anodach lamp mających charakterystyki *1* i *2*, są odpowiednio równe: $P_{a1} = I_a U_{a1}$ i $P_{a2} = I_a U_{a2}$. Ponieważ $U_{a2} > U_{a1}$, wobec tego $P_{a2} > P_{a1}$, tzn. straty w lampie mającej duże nachylenie



Rys. 6-18. Wpływ nachylenia charakterystyki na wartość spadku napięcia między anodą i katodą

charakterystyki są mniejsze niż w lampie o mniejszym nachyleniu charakterystyki. Wynika stąd, że ze wzrostem nachylenia charakterystyki zwiększa się sprawność lampy.

W diodzie pracującej w obwodzie prądów zmiennych oprócz prądów wywołanych ruchem elektronów w obszarze międzyelektrodowym występuje prąd związany z pojemnością między anodą i katodą.

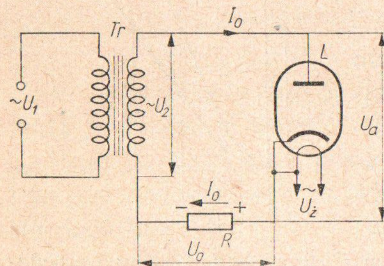
Pojemność ta wpływa niekorzystnie na pracę diody w zakresie wielkich częstotliwości.

Pojemność mierzona na zaciskach lampy składa się z pojemności między samymi elektrodami oraz pojemności między doprowadzeniami do elektrod. Pierwsza z tych pojemności, którą możemy nazwać czystą pojemnością międzyelektrodową, jest równa stosunkowi ładunku znajdującego się na anodzie do napięcia anody

$$C_{ak} = \frac{Q_a}{U_a} \tag{6.9}$$

6.6. ZASTOSOWANIE DIODY

Zakres zastosowania lamp dwuelektrodowych określa głównie ich właściwość — jednokierunkowe przewodzenie prądu. Zgodnie z tym lampy dwuelektrodowe stosuje się do przetwarzania prądu zmiennego na prąd stały (w tym przypadku lampy zwykle nazywają się kenotronami, a całe urządzenie — prostownikiem), jak również do prostowania detekcji prądów wielkiej częstotliwości w odbiornikach i aparaturze pomiarowej (w tym przypadku nazywają się one diodami) oraz jako diody specjalne.

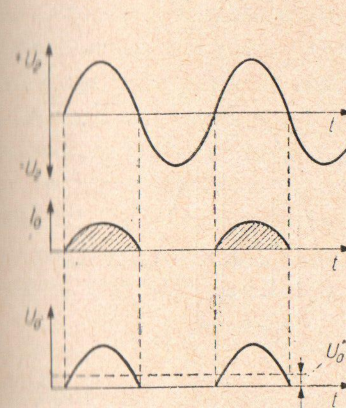


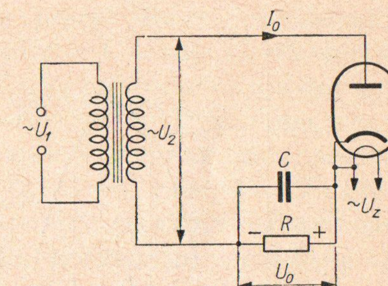
Rys. 6-19. Schemat układu prostownika półokresowego

Na rys. 6-19 przedstawiono schemat ideowy prostownika półokresowego. Oporność obciążenia R podłączona jest do źródła prądu zmiennego (w danym przypadku do wtórnego uzwojenia transformatora Tr) szeregowo z kenotronem L. Kenotron przewodzi prąd tylko w jednym kierunku (od

anody do katody), a więc prąd przepływa przez oporność R tylko w czasie dodatnich półokresów napięcia anody, dając na końcach oporności napięcie wyprostowane $U_0 = I_0 R$ z biegunem dodatnim od strony katody.

Wyprostowane napięcie i prąd tętnią z częstotliwością źródła prądu zmiennego (rys. 6-20). Taki rodzaj napięcia w większości przypadków jest nieprzydatny do zasilania aparatury radiowej, która wymaga napięcia stałego. Dlatego tętnienia napięcia powinny być wyrównane (idealne wyrównanie napięcia U_0' przedstawia pozioma linia przerywana).



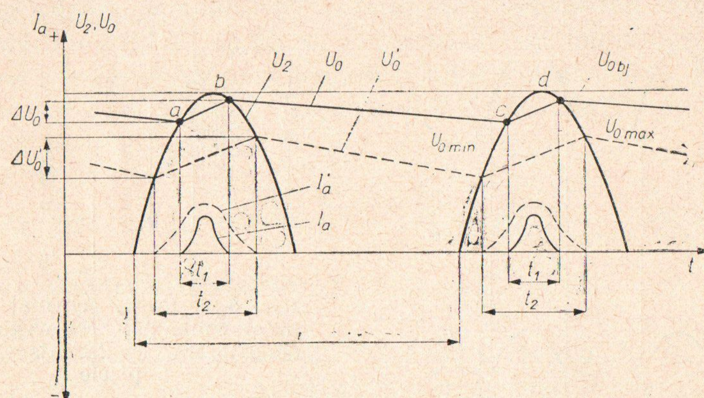


Rys. 6-21. Prosty schemat układu prostownika półokresowego z kondensatorem wygładzającym napięcie

Rys. 6-20. Wykres prądu wyprostowanego I_0 i napięć w prostowniku półokresowym

Prosty sposób wygładzania tętnień polega na podłączeniu równolegle do opornika R kondensatora C (rys. 6-21). Kondensator C ładując się w czasie dodatnich półokresów napięcia gromadzi na anodzie energię, natomiast w czasie ujemnych półokresów (kiedy prąd przez lampę nie płynie) jest on źródłem prądu. W rezultacie przez oporność obciążenia R płynie wygładzony prąd stały. Na rys. 6-22 wyjaśniony jest proces wygładzania napięcia wyprostowanego; przedstawione są tu dodatnie półokresy napięcia zmiennego U_2 na końcach wtórnego uzwojenia transformatora i napięcia U_0 na kondensatorze C, tzn. również na obciążeniu R. Napięcie U_0 ma biegunowość przeciwną do napięcia źródła U_2. Dlatego prąd I_a w obwodzie może przepływać tylko wówczas, gdy $U_2 > U_0$. Przy wzroście napięcia U_2 (od zera) prąd I_a zaczyna pły-

nąć tylko wówczas, gdy napięcie U_2 jest większe od napięcia U_0 (w punkcie *a*) i przestaje płynąć, gdy napięcie U_2 staje się mniejsze od napięcia U_0 (w punkcie *b*). Wynika z powyższego, że ładowanie kondensatora *C* następuje na odcinku *ab* lub *cd*, tj. w czasie $t_1 < \frac{T}{2}$. Na odcinku *bc* kondensator *C* rozładowuje się przez oporność obciążenia *R*, podtrzymując na nim napięcie, które w czasie rozładowania zdąży obniżyć się tylko o pewną wartość ΔU_0, będącą właśnie tętnieniem napięcia. Wielkość ΔU_0 zależy od pojemności kondensatora *C* i oporności obciążenia *R*. Im mniejsza jest



Rys. 6-22. Wykresy napięć w prostowniku z kondensatorem wygładzającym

pojemność *C* i im większy jest prąd rozładowania (tj. im mniejsza jest oporność *R*), tym szybciej spada napięcie na kondensatorze. Wynika stąd, że przy zmniejszeniu wielkości *C* lub *R* tętnienia wzrastają (napięcie U_0' i tętnienia $\Delta U_0'$). Zwiększa się przy tym również czas ładowania kondensatora *C* ($t_2 > t_1$).

Tętnienie napięcia ΔU_0 zależy również od częstotliwości prądu zmiennego. Ze wzrostem częstotliwości tętnienie maleje, ponieważ skraca się czas rozładowania kondensatora *C*.

Niekiedy wartość tętnienia wyraża się w procentach względem średniej wartości napięcia wyprostowanego

$$\frac{\Delta U_0}{U_{0\,śr}}\,100\%$$

gdzie

$$U_{0\,śr} = U_{0\,max} - \frac{\Delta U_0}{2} = U_{0\,min} + \frac{\Delta U_0}{2}$$

Z wyrażenia na napięcie $U_{0\,śr}$ wynika, że im większe są tętnienia, tym mniejsze jest średnie napięcie wyprostowane. Tak więc ze zmniejszeniem pojemności *C* i ze zwiększeniem prądu obciążenia zmniejsza się napięcie wyprostowane. Oprócz tego ze zwiększeniem obciążenia zmniejsza się napięcie maksymalne $U_{0\,max}$, do jakiego ładuje się kondensator wskutek spadku napięcia na lampie i transformatorze. Przy pracy jałowej prostownika (prąd obciążenia równy zeru) kondensator *C* ładuje się do wartości amplitudy napięcia zmiennego U_{max} i nie rozładowuje się, tzn. tętnienia są równe zeru. Na wykresie (rys. 6-22) napięcie biegu jałowego $U_{0\,bj}$ prostownika przedstawia pozioma linia prosta. W praktyce możliwe są przypadki chwilowej pracy bez obciążenia. Dlatego kondensatory w prostowniku powinno dobierać się na napięcie robocze $U_{c\,rob}$, równe (lub większe) napięciu $U_{0\,bj}$, tj. równe wartości amplitudy napięcia zmiennego U_2

$$U_{c\,rob} \geqslant U_{max} = \sqrt{2}\,U_{sk}$$

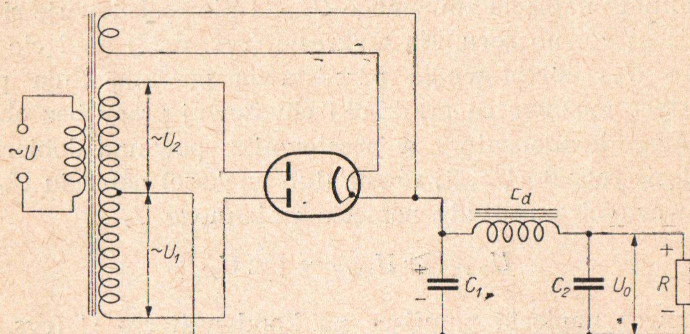
Ponieważ napięcie panujące na kondensatorze *C* (rys. 6-21) jest napięciem tętniącym, to prąd w obciążeniu oprócz składowej stałej zawiera składową zmienną. Ażeby zmniejszyć tę ostatnią stosuje się filtry z dławikiem małej częstotliwości L_d (z rdzeniem żelaznym), mającym dużą indukcyjność. Dławik stanowi dużą oporność dla składowej zmiennej prądu i przeszkadza jej przepływowi przez oporność obciążenia.

Należy pamiętać o tym, że w czasie trwania ujemnych półokresów napięcia U_2, między anodą i katodą panuje napięcie równe sumie napięcia na wtórnym uzwojeniu transformatora i napięcia na pojemności filtru ze znakiem „+" na katodzie i „—" na anodzie. Napięcie to nazywa się napięciem wstecznym (U_{wst}); jest ono znacznie większe od napięcia wyprostowanego (około 2,5 ÷ 2,8 raza). Dlatego kenotron powinien być obliczony na napięcie wsteczne, w przeciwnym przypadku może nastąpić przebicie izolacji lub części próżniowej między elektrodami, wywołujące wyładowanie gazowe i zniszczenie katody. W metryce fa-

brycznej lampy zawsze podane są maksymalne dopuszczalne wartości napięcia wstecznego.

Prostowniki półokresowe stosuje się do zasilania wysokonapięciowych obwodów lamp oscyloskopowych (we wskaźnikach stacji radiolokacyjnych, w odbiornikach telewizyjnych, w oscylografach itd.) i innych urządzeń, gdzie konieczne jest wysokie napięcie (dziesiątki kilowoltów) przy małym prądzie (kilka miliamperów). W tym przypadku kondensator filtru nie zdąży znacznie rozładować się przez obciążenie w czasie trwania ujemnych półokresów napięcia wyprostowanego i tętnienia napięcia wyprostowanego są niewielkie.

Rysunek 6-23 pokazuje układ prostowniczy dwupołówkowy.



Rys. 6-23. Prostownik półokresowy z lampą dwuanodową

Diody znajdują również zastosowanie w obwodach wielkiej częstotliwości. Służą one bądź do prostowania napięcia w. cz., bądź też do przekształcania napięcia zmodulowanego w. cz. (tj. napięcia, którego amplituda zmienia się w takt przesyłanego sygnału małej częstotliwości) na napięcie małej częstotliwości. Tego rodzaju proces zwany detekcją jest podstawą odbioru radiowego.

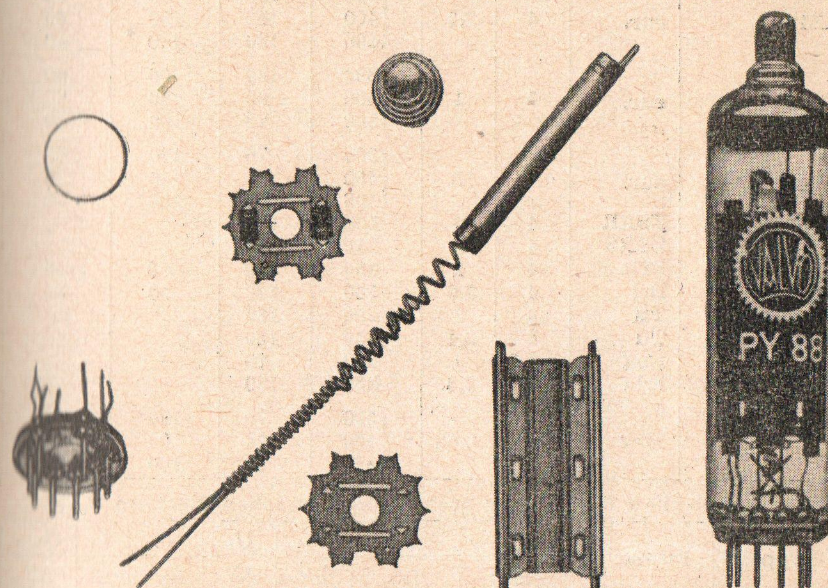
Układ detekcyjny z diodą jest w zasadzie podobny do układu pokazanego na rys. 6-21, z tą różnicą, że źródłem napięcia zmiennego jest nie transformator zasilany z sieci elektroenergetycznej, lecz np. obwód rezonansowy wielkiej częstotliwości.

Innym przykładem zastosowania diod w obwodach w. cz. są woltomierze lampowe.

Specjalną grupę lamp prostowniczych stanowią lampy przeznaczone do zasilania obwodu wysokiego napięcia w lampach oscy-

loskopowych (rys. 6-24). W tym przypadku wymagane jest napięcie wyprostowane od kilku do 20, a nawet do 30 kV; za to wymagany prąd wyprostowany jest bardzo mały — rzędu 100 do kilkuset mikroamperów. W konstrukcji tych lamp zasadniczym zagadnieniem jest zapewnienie dostatecznie dużego dopuszczalnego napięcia wstecznego.

Diodom detekcyjnym stawia się zupełnie inne wymagania niż diodom prostowniczym. Napięcia i prądy są tu zwykle niewielkie



Rys. 6-24. Lampa wysokiego napięcia PY 88

i nie mają zasadniczego znaczenia. Istotna jest natomiast mała oporność wewnętrzna, mała pojemność międzyelektrodowa C_{ak}, a przy bardzo wielkich częstotliwościach (powyżej ok. 10 MHz) także krótki czas przelotu elektronów od katody do anody.

Spośród diod specjalnych należy wymienić tzw. diody usprawniające (po angielsku: booster diode), znajdujące zastosowanie np. w odbiornikach telewizyjnych. Lampy te pracują impulsowo i mają za zadanie tłumienie niepożądanych drgań, które mogłyby powstać w układzie odchylania wiązki elektronowej kineskopu, a ponadto mają pewne zadania usprawniające pracę układu.

Tablica 6-2. Lampy prostownicze

Typ	Firma	$U_ż$ V	$I_ż$ A	U_{tr} V	I_o mA	R_{tr} Ω	C_F μF
AZ1 AZ31	eur. eur.	4 4	1,1 1,1	300 400 500	100 75 60	60 80 100	60 60 60
AZ32	eur.	4	2	300 400 500	160 140 120	30 40 50	32 32 32
AZ12	eur.	4	2,2	300 400 500	200 150 120	60 80 100	60 60 60
AZ21	eur.	4	1	300 400 500	120 90 70	60 80 100	60 60 60
AZ41	eur.	4	1,1	300 400 500	70 65 60	100 150 200	50 50 50
BO-188	ZSRR	4	2	500	150		
BO-202	ZSRR	4	0,7	250	60		
R2	Bri	4	2	350	120	60	8
R3	Bri	4	2,5	500	120	50	32
RV 120/250	Tu	4	2	250	120		
RV 120/350 S	Tu	4	2,4	350	120		
U84	Eng	4	1	250	75		
UU6	Eds	4	2,3	350	120		
V61	Maz	4	0,62	300 400 500	70 40 30	100 100 100	32 32 32

Tablica 6-3. Lampy prostownicze wysokonapięciowe

Typ	Firma	U_f V	I_f mA	U_{tr} kV	U_p kV	I_o mA	I_p mA	$C_{a/k}$ pF
EY 1 EY 51	eur. eur.	6,3 6,3	80 90	5	 17 17	3 0,5 0,35	18 4 80	 0,8
 EY 86	 eur.	 5,35-7,25	 90	5 18	 22 27	3 0,15 0,8	 40	 1,7
 R 12	 Bri	 6,3	 90	5	 17 17	0,5 0,5 0,1		
3 A 2	amer.	3,15	220		18	1,5	80	1
3 A 3	amer.	3,15	220		30	1,5	80	1,5
3 B 2	amer.	3,15	220		35	1,1	80	1,8
3 C 2	TS	1,58/3,15	420/210		33	1,1	80	
3 Ц 16 C	ZSRR	3,15	210		35	1,1	80	1,5
6 AX 2	amer.	6,3	100		25	0,3	11	0,55

Objaśnienia: U_{tr} — napięcie wtórne transformatora, R_{tr} — oporność transformatora, C_F — pojemność filtra, I_o — prąd wyprostowany

Tablica 6-4. Lampy usprawniające

Typ	Firma	$U_ż$ V	$I_ż$ A	U_p kV	I_o mA	I_{om} mA	$U_{f-/k+}$ kV	$U_{f+/k-}$ kV
PY 80	eur.	19	0,3	4	180	400	4	0,65
PY 81	eur.	17	0,3	4,5	150	450	0,8 4,5	3
PY 83	eur.	20	0,4	4,5	140	420	0,6 4,5	3
U 281	Eds	28	0,2	3	128 150	600 450	0,4 1	
U 282 U 301	Eds Eds	28 30	0,2 0,2	4,5	120 150	600 450	0,4 1	
U 309	Eng	20	0,3	4	170	1000	0,35 0,7	
U 329	Eng	25	0,3	7	120	720	2 7	
U 339	Eng	19	0,3	4,5	150	450	4,5	
6 AF 3 12 AF 3	amer. amer.	6,3 12,6	1,2 0,6	4,5	185	550	4,5	
6 AU 4-GTA 19 AU 4-GTA	amer. amer.	6,3 18,9	1,8 0,6	4,5	190	1150	0,9 4,5	0,1 0,3

W lampach tych występują duże ujemne wartości napięcia anody, duże natężenia prądu anody oraz duże (rzędu kilku kilowoltów) napięcia pomiędzy katodą i grzejnikiem. W celu zapewnienia dostatecznej izolacji między katodą i grzejnikiem wyprowadzenie katody znajduje się w górnej części bańki lampy.

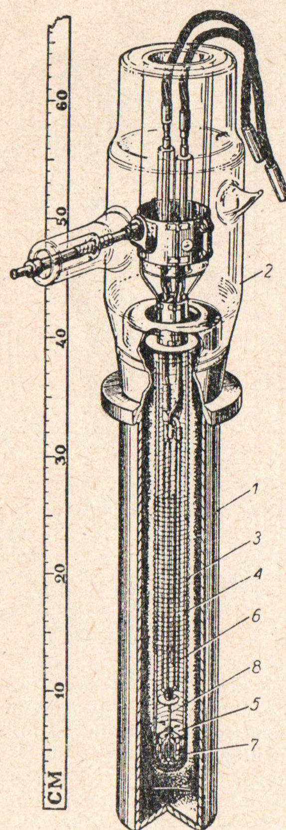
W tablicach 6-2, 6-3 i 6-4 zestawiono dane charakterystyczne dotyczące szeregu typowych lamp dwuelektrodowych.

7. LAMPY TRÓJELEKTRODOWE (TRIODY)

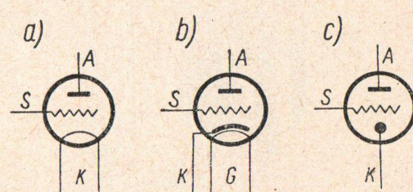
7.1. UWAGI OGÓLNE

Lampa trójelektrodowa zawiera oprócz katody i anody jeszcze dodatkową elektrodę, zwaną siatką, umieszczoną pomiędzy katodą i anodą.

napięcia siatkowego. Właściwość ta zanika przy bardzo wielkiej częstotliwości napięcia sterującego panującego na siatce, kiedy czas przelotu elektronów od katody do anody staje się porównywalny z okresem drgań.



Rys. 7-4. Lampa generacyjna chłodzona wodą:
1 — anoda, 2 — balon szklany, 3 — siatka, 4 — wspornik siatki, 5 — wspornik izolacyjny siatki, 6 — katoda, 7 — izolator podtrzymujący sprężynki 8



Rys. 7-5. Symbole graficzne lampy trójelektrodowej: *a)* trioda bezpośrednio żarzona, *b)* trioda pośrednio żarzona, *c)* symbol ogólny triody: *A* — anoda, *S* — siatka, *K* — katoda, *G* — grzejnik katody

Zasadniczą zaletą takiego sterowania prądem anodowym są stosunkowo duże jego zmiany przy niewielkiej zmianie napięcia siatkowego i bardzo małej stracie energii źródła tego napięcia.

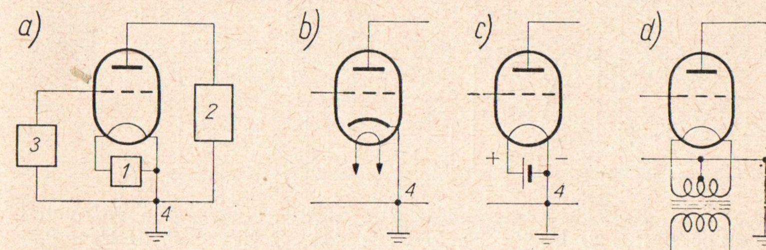
W lampie trójelektrodowej są trzy obwody zewnętrzne (rysunek 7-6 *a*):

1) obwód żarzenia, składający się ze źródła napięcia żarzenia *1*, włókna żarzenia i przewodów łączących;

2) obwód siatki utworzony przez siatkę, źródło napięcia siatkowego *3*, przestrzeni międzyelektrodowej siatka-katoda i przewodów łączących;

3) obwód anodowy składający się z anody, źródła napięcia anodowego *2*, przestrzeni międzyelektrodowej anoda-katoda i przewodów łączących.

Wyprowadzenie katody (jeżeli katoda jest pośrednio żarzona) lub ujemna końcówka włókna żarzenia (jeśli katoda jest bezpośrednio żarzona) jest wspólnym punktem *4* dla obwodów siatki i anody (rys. 7-6 *b* i *c*). Przy zasilaniu katody bezpośrednio żarzonej prądem zmiennym (rys. 7-6 *d*) wspólnym punktem układu jest środkowy punkt wtórnego uzwojenia transformatora żarzeniowego lub jedna z końcówek tego uzwojenia. Wspólny punkt układu uziemia się zazwyczaj lub podłącza do obudowy przyrządu. Potencjał tego punktu przyjmuje się za równy zeru, a potencjał pozostałych elektrod lampy (lub innych punktów układu) określa się zwykle względem wspólnego punktu układu.



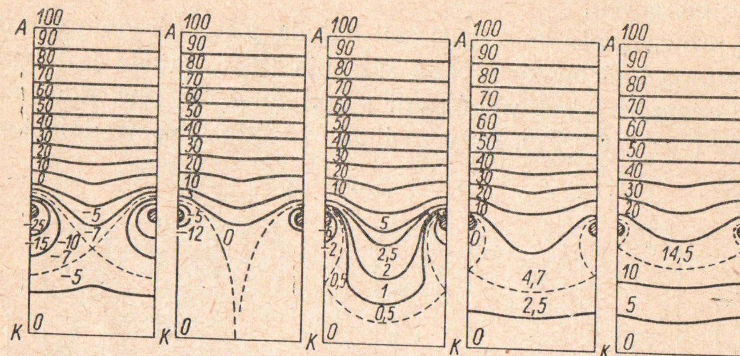
Rys. 7-6. Obwody triody

7.2. POLE ELEKTRYCZNE

Napięcie siatkowe tworzy między siatką i katodą pole elektryczne, które wzmacnia lub osłabia działanie pola elektrycznego anody. Na rys. 7-7 przedstawiono pole elektryczne przy ujemnym i dodatnim potencjałach siatki, zaś obraz trójwymiarowy na rysunku 7-8.

Siła oddziaływania pola elektrycznego na elektrony, znajdujące się w przestrzeni między dwoma elektrodami, zwiększa się przy wzroście różnicy potencjałów i zmniejszaniu odległości między nimi. Ponieważ siatka znajduje się bliżej katody niż anoda,

wobec tego jej pole oddziałuje silniej na wielkość prądu anodowego niż pole anody. Działanie siatki zależy również od jej gęstości. Im siatka jest gęstsza, tym silniejsze jest jej działanie sterujące przy takiej samej odległości od katody.



Rys. 7-7. Rozkład potencjałów dla triody płaskiej dla różnych napięć siatki: *a)* $U_s = -25$, *b)* $U_s = -12$, *c)* $U_s = -6$, *d)* $U_s = 0$, *e)* $U_s = +10$

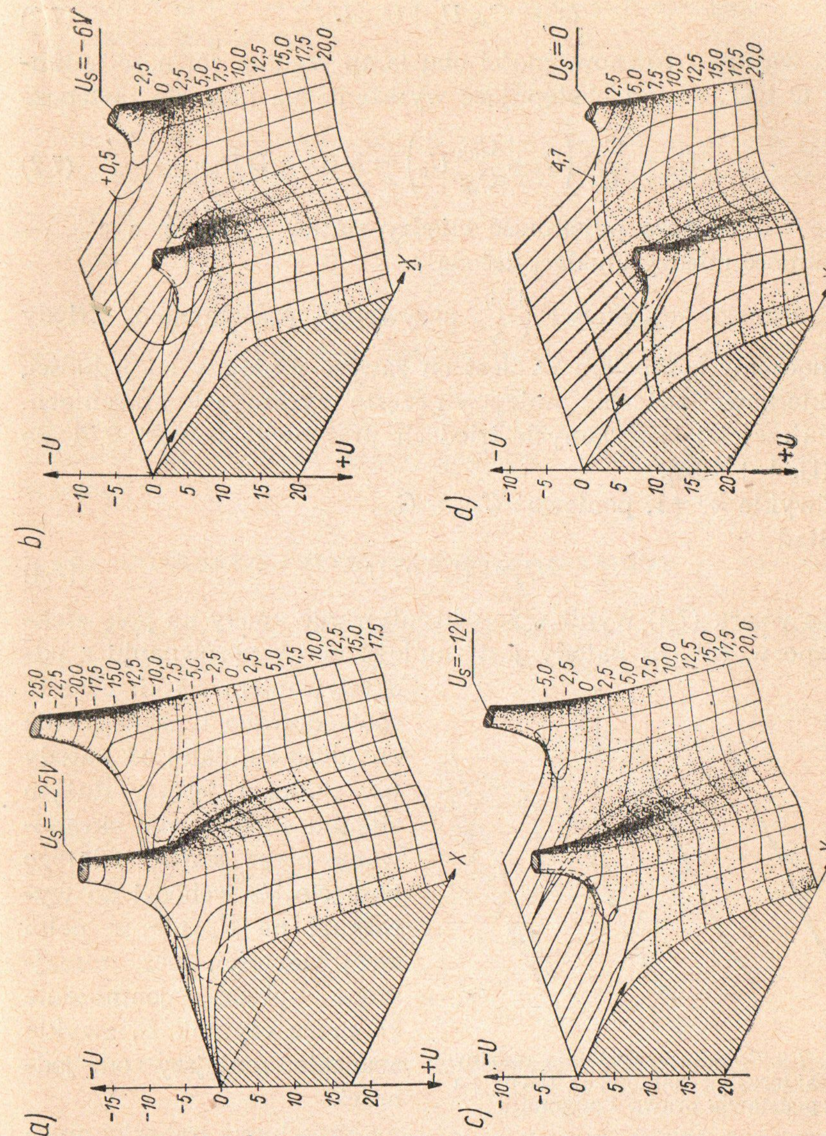
Z powyższego wynika, że w celu jednakowej zmiany prądu anodowego napięcie siatkowe należy zmienić o znacznie mniejszą wartość niż napięcie anodowe. Umożliwia to wzmacnianie napięcia doprowadzonego do obwodu siatki.

7.3. NAPIĘCIE ZASTĘPCZE I CHARAKTERYSTYKI IDEALNE TRIODY

Łączne oddziaływanie siatki i anody na pole elektryczne w pobliżu katody można zastąpić działaniem pewnej elektrody zastępczej, umieszczonej np. na miejscu siatki w triodzie. Potencjał tej elektrody powinien być taki, aby wytwarzał przy powierzchni katody pole o takim samym natężeniu, jakie rzeczywiście istnieje w tym obszarze przy danych wartościach napięć siatki i anody. Tak zdefiniowane napięcie elektrody zastępczej nosi nazwę napięcia zastępczego, a dioda utworzona z katody i elektrody zastępczej — diody zastępczej.

Traktując układ elektrod: katoda, siatka, anoda jako płaski można napisać

$$Q = C_z U_z \tag{7.1}$$



Rys. 7-8. Trójwymiarowe modele (relief) rozkładu potencjału w triodzie dla wartości napięć jak na rys. 7-7

przy czym U_z oznacza napięcie zastępcze, a C_z — pojemność elektrody zastępczej w stosunku do katody. A zatem

$$Q' = C_{sk}\, U_s + C_{ak}\, U_a \qquad (7.2)$$

Z warunku równoważności obu lamp wynika równość ładunków Q i Q', a stąd następujące wyrażenie na napięcie zastępcze

$$U_z = \frac{C_{sk}}{C_z}\left(U_s + \frac{C_{ak}}{C_{sk}}\, U_a\right) = k\,(U_s + D\, U_a) \qquad (7.2)$$

gdzie C_{sk} oznacza pojemność między siatką i katodą, a C_{ak} — pojemność między anodą i katodą.

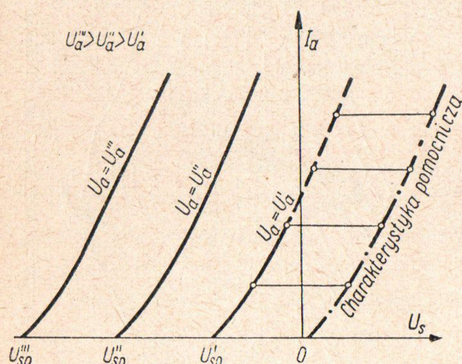
Stosunek pojemności $\frac{C_{ak}}{C_{sk}}$ nazywamy przechwytem triody i oznaczamy symbolem D. Jest on zawsze mniejszy od jedności, zwykle nawet znacznie mniejszy i często wyrażany w procentach. W najczęściej spotykanych triodach przechwyt wynosi 0,01 do 0,1 (tj. 1 ÷ 10%).

Zwykle $k \approx 1$, ponieważ $C_{ak} = C_{sk}$.

Stąd

$$U_z = U_s + D\, U_a \qquad (7.4)$$

Ze wzoru (7.4) wynika, że oddziaływanie anody na pole elektryczne w pobliżu katody jest zmniejszone w porównaniu z oddziaływaniem siatki. Jest to spowodowane tym, że anoda znajduje się dalej od katody niż siatka i jest w dużym stopniu elektrycznie ekranowana przez siatkę. Dlatego napięcie U_a wchodzi do wyrażenia na U_z nie w pełni swej wartości, lecz zmniejszone przez pomnożenie go przez czynnik D, zwykle znacznie mniejszy od jedności.



Rys. 7-9. Sposób wykreślania rodziny charakterystyk siatkowych triody na podstawie prawa Langmuira

Przechwyt jest więc miarą oddziaływania anody w stosunku do siatki na pole elektryczne w pobliżu katody. Wskazuje on, w jakim stopniu oddziaływanie

anody zostaje osłabione w stosunku do oddziaływania siatki w wyniku jej ekranującego działania oraz różnicy odległości.

Na podstawie wzoru (7.3) prawo Langmuira przyjmie dla triody następującą postać

$$I_k = g\, U_z^{\frac{3}{2}} = g\,(U_s + D\, U_a)^{\frac{3}{2}} \qquad (7.5)$$

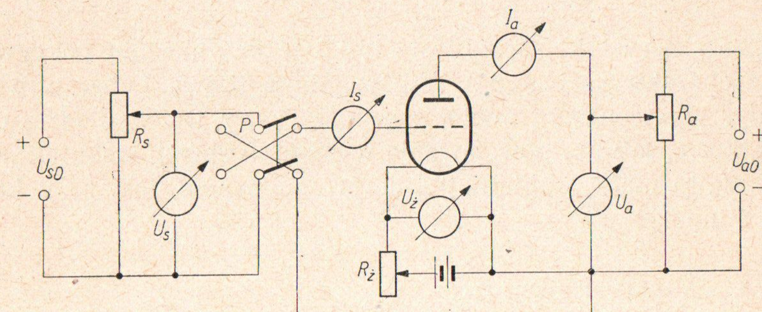
Najczęściej interesuje nas w triodzie zakres ujemnych napięć U_s. W zakresie tym $I_s = 0$, a zatem wzór (7.5) może być przedstawiony w postaci

$$I_a = g\,(U_s + D\, U_a)^{\frac{3}{2}} \qquad (7.6)$$

Podobnie jak dla diody na podstawie równania (7.6) można wykreślić charakterystyki idealne triody zakładając, że $D\, U_a = -U_{s0}$ dla $U_z = 0$. Jest to tzw. napięcie odcięcia siatki, czyli taka wartość, przy której pojawia się prąd anodowy (rys. 7-9). Często napięcie odcięcia nosi nazwę napięcia „zatkania", gdyż do tej wartości $I_a = 0$.

7.4. CHARAKTERYSTYKI ZEWNĘTRZNE TRIODY

Charakterystyki doświadczalne triody zdejmuje się za pomocą układu przedstawionego na rys. 7-10. Napięcia siatkowe U_s i ano-

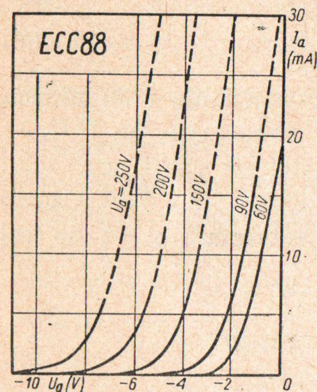


Rys. 7-10. Schemat układu do zdejmowania charakterystyk triody

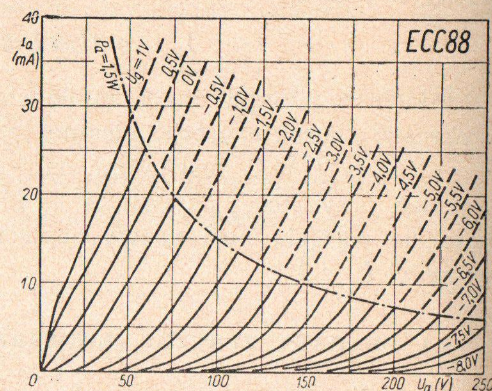
dowe U_a można zmieniać od zera do maksymalnego napięcia baterii U_{s0} i U_{a0} za pomocą potencjometrów R_s i R_a. Przełącznik P służy do zmiany znaku potencjału na siatce względem katody. Na-

pięcia anodowe i siatkowe mierzy się za pomocą woltomierzy, prądy w obwodach siatki i anody mierzy się za pomocą miliamperomierzy (przy zdejmowaniu charakterystyk lamp wzmacniających małej mocy w obwód siatki zamiast miliamperomierza należy włączyć mikroamperomierz, ponieważ prąd I_s jest bardzo mały).

Na rys. 7-11, 7-12 i 7-13 przedstawiono charakterystyki dla triod nadawczych i odbiorczych.



Rys. 7-11. Charakterystyki siatkowe triody

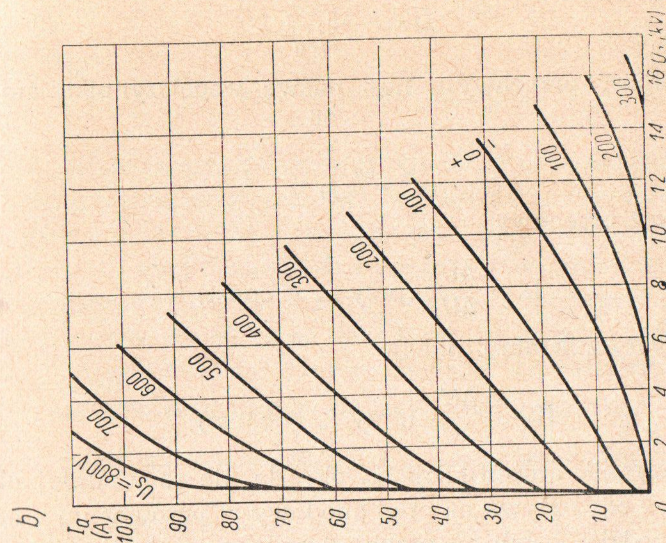


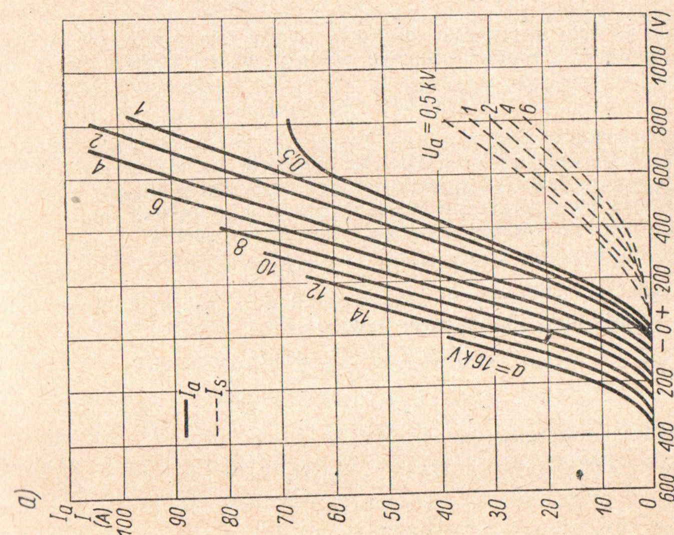
Rys. 7-12. Charakterystyki anodowe triody

Charakterystyki rzeczywiste tylko w przybliżeniu pokrywają się z charakterystykami wynikającymi z prawa Langmuira dla triody. Występują tu analogiczne przyczyny jak w diodzie oraz dodatkowe, jak np. powstawanie wysp emisyjnych wskutek „cienia" siatki mało „subtelnej", nierównomierność pola przy katodzie i inne.

7.5. PARAMETRY TRIODY

Zasadniczymi parametrami triody, które ustalają zależność prądu anodowego od napięć na anodzie i siatce, są: przechwyt D, współczynnik amplifikacji $K_a = \frac{1}{D}$, nachylenie charakterystyki S_a i oporność wewnętrzna ϱ_a.





Rys. 7-13. Przebieg charakterystyk triody nadawczej BTL 50—1: *a*) siatkowe, *b*) anodowe

Przechwyt D można wyznaczyć z równania Langmuira

$$D = -\frac{\Delta U_s}{\Delta U_a} \qquad (7.7)^*$$

Odwrotność przechwytu nosi nazwę współczynnika amplifikacji

$$K_a = \frac{1}{D} \qquad (7.8)$$

Ponieważ przechwyt

$$D = \frac{\Delta U_s}{\Delta U_a} \text{ (przy } I_a = \text{const)}$$

więc współczynnik amplifikacji

$$K_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_s} \text{ (przy } I_a = \text{const)} \qquad (7.9)$$

Współczynnik amplifikacji K_a określa, ile razy silniej napięcie na siatce oddziaływa na prąd anodowy w porównaniu z napięciem na anodzie. Jeżeli na przykład zmiana wartości prądu anodowego o 1 mA spowodowana jest zmianą napięcia na siatce o 1 V, to taka zmiana prądu anodowego może być wywołana zmia-

* Jeżeli napięcie anodowe i siatkowe triody oznaczymy przez U_{a1} i U_{s1}, to prąd anodowy I_{a1} można obliczyć według wzoru prawa trzech drugich potęg

$$I_{a1} = g\,(U_{s1} + D\,U_{a1})^{3/2}$$

Przy zwiększeniu napięcia anodowego do wartości U_{a2} prąd anodowy wzrośnie do wartości I_{a2}. Zmniejszając napięcie na siatce (lub czyniąc go bardziej ujemnym, jeżeli U_{s1} jest ujemne) przy określonej wartości napięcia U_{s2}, otrzymamy poprzednią wartość prądu anodowego I_{a1}.

Dla tego nowego warunku można napisać wyrażenie

$$I_{a1} = g\,(U_{s2} + D\,U_{a2})^{3/2}$$

Ponieważ prąd anodowy w obu przypadkach jest jednakowy, to napięcia czynne są również jednakowe, a więc

$$U_{s1} + D\,U_{a1} = U_{s2} + D\,U_{a2}$$

skąd

$$U_{s1} - U_{s2} = D\,(U_{a2} - U_{a1})$$

Wprowadzając oznaczenia pomocnicze

$$U_{s2} - U_{s1} = \Delta U_s$$
$$U_{a2} - U_{a1} = \Delta U_a$$

otrzymamy wyrażenie dla przechwytu

$$D = -\frac{\Delta U_s}{\Delta U_a}$$

ną napięcia na anodzie o 20 V, wówczas współczynnik amplifikacji

$$K_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_s} = \frac{20}{1} = 20$$

a przechwyt

$$D = \frac{\Delta U_s}{\Delta U_a} = \frac{1}{20} = 5\%$$

Zrozumiałe jest, że przechwyt określony jako stosunek pojemności międzyelektrodowych jest wielkością stałą, zależną tylko od rozmiarów, kształtu i wzajemnego rozmieszczenia elektrod. Współczynnik amplifikacji, określony ze stosunku napięć anodowego i siatkowego przy stałym prądzie anodowym, zależy nie tylko od rozmiarów elektrod, lecz także od wyboru punktu pracy na charakterystyce. Na dolnym zagięciu charakterystyki, przy dużych napięciach ujemnych na siatce, współczynnik amplifikacji K_a jest mniejszy od wielkości $\frac{1}{D}$. Na prostoliniowym odcinku charakterystyki $K_a = \frac{1}{D}$.

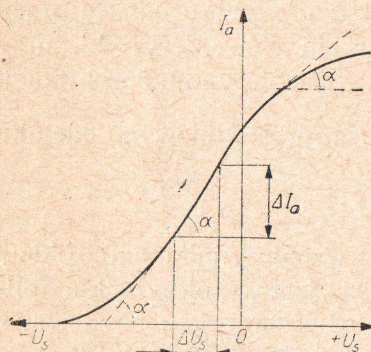
W triodach współczesnych wartość współczynnika amplifikacji wynosi od 4 do 100 i więcej. Im większy jest współczynnik amplifikacji, tym mniejsze jest napięcie odcięcia prądu anodowego: dlatego triody o dużej wartości współczynnika amplifikacji mają charakterystyki prawe, a triody o małym współczynniku amplifikacji — charakterystyki lewe.

Współczynnik amplifikacji umożliwia określenie tylko względnych zmian prądu anodowego przy zmianach napięć na anodzie i siatce. Jeżeli na przykład $K_a = 10$ i napięcie na siatce zmieniło się o 2 V, to można powiedzieć, że prąd anodowy zmieni się 10 razy więcej niż wówczas, gdy napięcie na anodzie zmieniło się o 2 V, a napięcie na siatce pozostałoby stałe. Do ilościowej oceny zmiany prądu anodowego, przy zmianie napięcia na siatce i niezmiennym napięciu anodowym, służy inny parametr — nachylenie charakterystyki S_a. Nachylenie charakterystyki określa w miliamperach zmiany prądu anody, wywołane zmianą napięcia na siatce o 1 V przy nie zmienionym napięciu anodowym, to jest

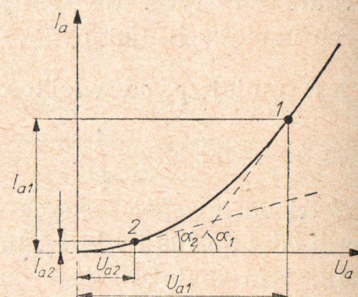
$$S_a = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_s}\,[\text{mA/V}] \quad \text{przy } U_a = \text{const} \qquad (7.10)$$

Z rysunku 7-14 wynika, że stosunek zmiany prądu anodowego ΔI_a do zmiany napięcia na siatce ΔU_s równa się tangensowi kąta, pod którym nachylona jest charakterystyka do osi odciętych. Im większy jest ten stosunek (większe nachylenie charakterystyki), tym większy jest tangens kąta pochylenia charakterystyki, tj. tym bardziej stroma jest charakterystyka.

Wielkość nachylenia charakterystyki zależy od konstrukcji lampy. Przy zmniejszeniu odległości między siatką i katodą nachylenie charakterystyki zwiększa się. Wartości nachylenia charakterystyki dla współczesnych triod wzmacniających znajdują



Rys. 7-14. Określenie nachylenia charakterystyki w różnych odcinkach charakterystyki anodowo-siatkowej



Rys. 7-15. Określenie oporności dynamicznej i statycznej na różnych odcinkach charakterystyki anodowej

się w granicach od 2 do 12 mA/V. W generacyjnych i modulacyjnych triodach mocy nachylenie charakterystyki dochodzi do kilkudziesięciu miliamperów na wolt.

Nachylenie charakterystyki jest jednym z ważnych parametrów lampy elektronowej. Im jest ono większe, tym lampa jest bardziej czuła na zmiany napięcia siatkowego, tzn. tym więcej pod wpływem tego napięcia zmienia się prąd anodowy, wywołujący na obciążeniu, włączonym w obwód anodowy, napięcie wzmocnione.

Oporność wewnętrzną dla prądu zmiennego ϱ_a określa się jako stosunek zmiany napięcia anodowego (ΔU_a) do odpowiedniej zmia-

ny prądu anodowego (ΔI_a), przy niezmiennym napięciu na siatce U_s, i mierzy się w omach

$$\varrho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\ [\Omega] \quad \text{przy } U_s = \text{const} \qquad (7.11)$$

Należy odróżniać oporność wewnętrzną lampy dla prądu zmiennego ϱ_a od oporności wewnętrznej lampy dla prądu stałego R_0, którą określa się jako stosunek stałego napięcia na anodzie do stałego prądu anodowego. Oporność wewnętrzną dla prądu stałego można określić ze statycznej charakterystyki anodowej $I_a = f(U_a)$ przy $U_s = \text{const}$ (rys. 7-15).

Wielkość ϱ_a dla dowolnego punktu charakterystyki określa się jako kotangens kąta, pod którym pochylona jest charakterystyka względem osi U_a, co wyznacza się za pomocą stycznej w danym punkcie

$$\varrho_a = \frac{A}{B}\operatorname{ctg}\alpha \qquad (7.12)$$

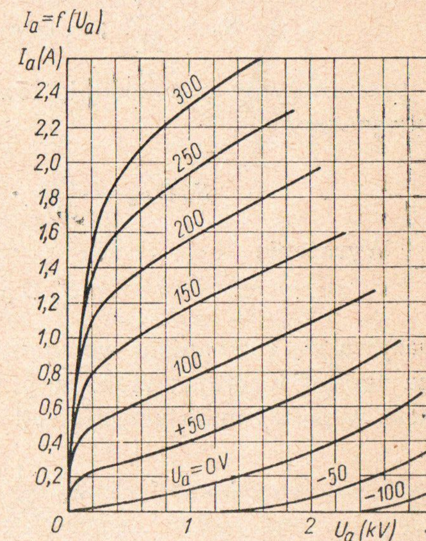
gdzie: A — skala napięcia w woltach na jednostkę długości,
B — skala prądu w amperach na jednostkę długości.

W ten sposób otrzymamy
— dla punktu 1

$$\varrho_a = \frac{A}{B}\operatorname{ctg}\alpha_1, \qquad R_0 = \frac{U_{a1}}{I_{a1}},$$

— dla punktu 2

$$\varrho_a = \frac{A}{B}\operatorname{ctg}\alpha_2, \qquad R_0 = \frac{U_{a2}}{I_{a1}}$$



Rys. 7-16. Charakterystyki anodowo-siatkowe lampy T 150—1

Ponieważ charakterystyka lampy nigdy nie bywa prostoliniowa na całej długości, wobec tego wielkości ϱ_a i R_0 zmieniają się od punktu do punktu, jednakże w zakresie odcinka prostoliniowego wielkość oporności wewnętrznej dla prądu zmiennego pozostaje stała. Na krzywoliniowych odcinkach charakterystyki wielkość ϱ_a może być znacznie większa niż na odcinku prostoliniowym.

Wielkość ϱ_a określa oporność lampy dla składowej zmiennej tętniącego prądu anodowego, która powstaje przy zmianach napięcia na anodzie lampy.

Na rys. 7-16 przedstawiono anodowo-siatkowe charakterystyki lampy T 150-1.

7.6. RÓWNANIE WEWNĘTRZNE LAMPY

Nachylenie charakterystyki S_a, przechwyt D i oporność wewnętrzna lampy dla prądu zmiennego ϱ_a, związane są między sobą prostą zależnością. Gdy napiszemy zależności określające S_a, D i ϱ_a w postaci równań

$$S_a = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_s}; \quad D = \frac{\Delta U_s}{\Delta U_a}; \quad \varrho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}$$

i przemnożymy odpowiednio lewe i prawe strony tych równań, otrzymamy

$$S_a D \varrho_a = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_s} \cdot \frac{\Delta U_s}{\Delta U_a} \cdot \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = 1$$

Wyrażenie

$$S_a D \varrho_a = 1 \tag{7.13}$$

nazywa się równaniem wewnętrznym lampy. Równanie to można napisać inaczej, wyrażając przechwyt D przez odwrotną wielkość współczynnika amplifikacji K_a

$$S_a \frac{1}{K_a} \varrho_a = 1 \tag{7.14}$$

stąd

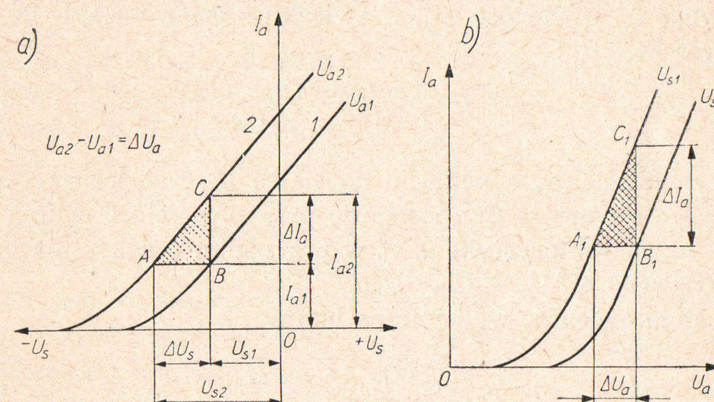
$$S_a \varrho_a = K_a \tag{7.15}$$

Jeżeli znane są dwa parametry, to korzystając z równania wewnętrznego lampy można określić trzeci parametr. Wartość nachylenia charakterystyki we wzorze (7.15) należy przyjmować w amperach na wolt, a nie w miliamperach na wolt; w przeciwnym bowiem przypadku wynik będzie o 1000 razy większy od rzeczywistej wartości parametru. Jeżeli na przykład $\varrho_a = 20\,000\ \Omega$, a $S_a = 1{,}5$ mA/V, to $K_a = 20\,000 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-3} = 30$.

7.7. SPOSOBY OKREŚLANIA PARAMETRÓW

Parametry lampy mogą być określone dwoma sposobami:
— wykreślnie na podstawie charakterystyk statycznych anodowo-siatkowych lub anodowych;
— według wskazań przyrządów pomiarowych umieszczonych w układzie do zdejmowania charakterystyk, z których oblicza się następujące parametry.

Istnieje również szereg specjalnych układów i przyrządów do pomiaru parametrów.



Rys. 7-17. Określenie parametrów za pomocą trójkąta charakterystycznego zbudowanego: *a)* na charakterystykach anodowo-siatkowych, *b)* na charakterystykach anodowych

Pierwszy sposób (wykreślny) określania parametrów nazywa się sposobem trójkąta charakterystycznego. Ażeby można było się nim posłużyć, należy mieć co najmniej dwie charakterystyki.

Na rys. 7-17 *a* przedstawiono charakterystyki anodowo-siatkowe dla dwóch wartości napięcia anodowego U_{a1} i U_{a2}. Ażeby określić parametry dla punktu A, należy zbudować trójkąt charakterystyczny ABC. W tym celu z punktu A na pierwszej charakterystyce rysujemy prostą równoległą do osi odciętych aż do przecięcia się w punkcie B z drugą charakterystyką, zaś z punktu B prowadzimy prostopadłą do przecięcia się w punkcie C z charakterystyką pierwszą.

Trójkąt charakterystyczny daje dane wyjściowe dla określenia zasadniczych parametrów lampy. Przyprostokątna AB w skali napięć równa się zmianie napięcia na siatce ΔU_s, a przyprostokątna BC w skali prądu równa się zmianie prądu anodowego ΔI_a. Zmianę napięcia anodowego ΔU_a znajdujemy jako różnicę napięć anodowych $U_{a2}-U_{a1}$, przy których zostały zdjęte obydwie charakterystyki

$$\Delta U_a = U_{a2}-U_{a1}$$

Przy stałym napięciu anodowym U_{a2} zmiana napięcia na siatce o wartości ΔU_s (przyprostokątna AB) wywołuje zmianę prądu anodowego I_{a1} o wartość ΔI_a, w związku z czym nachylenie charakterystyki

$$S_a = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_s} = \frac{CB}{AB} \tag{7.16}$$

Przy niezmiennym napięciu na siatce U_{s1} zwiększenie prądu anodowego o wartość ΔI_a następuje przy przejściu z charakterystyki *1* na charakterystykę *2*, tj. w przypadku zwiększenia napięcia anodowego o $\Delta U_a = U_{a2}-U_{a1}$.

A zatem oporność wewnętrzna lampy

$$\varrho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{U_{a2}-U_{a1}}{CB} \tag{7.17}$$

Przy stałym napięciu anodowym U_{a2} prąd anodowy (punkt A) zwiększa się o wartość ΔI_a (punkt C) przy zmianie napięcia na siatce o ΔU_s. Jeżeli zmniejszyć napięcie anodowe o $\Delta U_a = U_{a2}-U_{a1}$, to prąd anodowy przyjmie poprzednią wartość I_{a1} (punkt B). A więc jedną i tę samą zmianę prądu anodowego ΔI_a osiąga się przez zmianę napięcia na siatce o ΔU_s (przyprostokątna AB) lub przez zmianę napięcia anodowego o $\Delta U_a = U_{a2}-U_{a1}$.

Stąd współczynnik amplifikacji

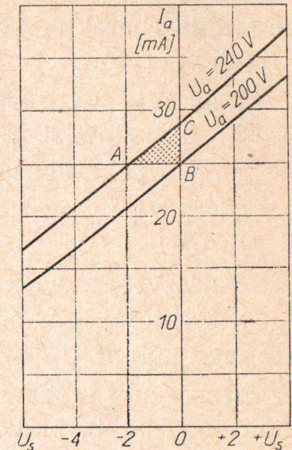
$$K_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_s} = \frac{U_{a2}-U_{a1}}{AB} \tag{7.18}$$

Przechwyt określa się jako wielkość odwrotną K_a, to jest

$$D = \frac{1}{K_a}$$

W analogiczny sposób można określić parametry lampy budując trójkąt charakterystyczny $A_1B_1C_1$ na charakterystykach anodowych, zdjętych dla dwóch stałych wartości napięcia na siatce (rys. 7-17 *b*). Przyprostokątna A_1B_1 w skali napięć równa się zmianie napięcia anodowego ΔU_a, przyprostokątna B_1C_1 w skali prądu równa się zmianie prądu anodowego ΔI_a, a zmiana napięcia na siatce ΔU_s równa się różnicy U_{s1} i U_{s2}, przy których zostały zdjęte charakterystyki

$$\Delta U_s = U_{s1}-U_{s2}$$



Rys. 7-18. Określenie parametrów triody na podstawie charakterystyk statycznych $I_a = f(U_s)$

Dla przykładu określimy parametry triody z charakterystyk $I_a = f(U_a)$ przy U_a równym 240 i 200 V (rys. 7-18).

Na prostoliniowym odcinku charakterystyki, zdjętej przy $U_a = 240$ V, obieramy punkt A. Dla tego punktu napięcie na siatce $U_s = -2$ V, prąd anodowy $I_a = 25$ mA. Budujemy trójkąt charakterystyczny ABC. Przyprostokątna AB równa się zmianie napięcia siatki o $\Delta U_s = 2$ V, przy której prąd anodowy zwiększa się o $\Delta I_a = 4{,}4$ mA (przyprostokątna BC). Tak więc nachylenie charakterystyki

$$S_a = \frac{CB}{AB} = \frac{4{,}4}{2} = 2{,}2 \text{ mA/V}$$

Zmiana napięcia anody $\Delta U_a = 240-200$ V, skąd oporność wewnętrzna

$$\varrho_a = \frac{\Delta U_a}{BC} = \frac{40}{4{,}4 \cdot 10^{-3}} = 9000\ \Omega$$

Jednakową zmianę prądu anody $\Delta I_a = 4{,}4$ mA osiąga się przez zmianę napięcia siatki $\Delta U_s = 2$ V lub przez zmianę napięcia anody $\Delta U_a = 40$ V, skąd współczynnik amplifikacji

$$K_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_s} = \frac{40}{2} = 20$$

natomiast przechwyt

$$D = \frac{1}{K_a} = \frac{1}{20} = 5\%$$

Drugi sposób określania parametrów, zwany sposobem trzech odczytów, wykorzystuje się przy zastosowaniu układu (patrz rysunek 7-10) do zdejmowania charakterystyk statycznych. Sposób ten polega na określaniu wielkości, odpowiadających wierzchołkom trójkąta charakterystycznego *ABC* (patrz rys. 7-17) bez zdejmowania charakterystyki. Pomiary przeprowadza się za pomocą trzech odczytów:

1 odczyt — po ustaleniu napięcia na anodzie U_{a1} i na siatce U_{s1} odczytuje się prąd anodowy I_{a1} (warunek punktu *B*);

2 odczyt — zwiększając napięcie anodowe do wielkości U_{a2} odczytujemy wartość prądu anodowego I_{a2} (warunek punktu *C*);

3 odczyt — zwiększając ujemne napięcie siatki do wartości, przy której prąd anodowy znowu będzie równy I_{a1}, odczytujemy napięcie U_{s2} (warunek punktu *A*).

Wskazania przyrządów, mierzących prąd anodowy i napięcia (anody i siatki), przy każdym odczycie zapisuje się w poniższej tablicy.

Kolejny odczyt	Napięcie U_a	Napięcie U_s	Prąd I_a
1	U_{a1}	U_{s1}	I_{a1}
2	U_{a2}	U_{s1}	I_{a2}
3	U_{a3}	U_{s2}	I_{a1}

Otrzymane dane są wystarczające do obliczenia parametrów albowiem istotnie

$$\Delta I_a = I_{a2} - I_{a1}; \quad \Delta U_a = U_{a2} - U_{a1}; \quad \Delta U_s = U_{s2} - U_{s1}$$

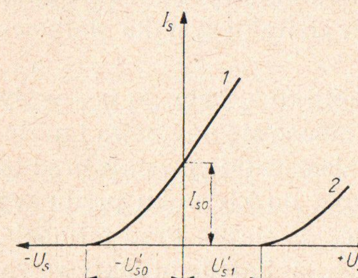
Podstawiając te wartości do wzorów (7.16) do (7.18) dla S_a, ϱ_a i K_a, obliczamy parametry.

Sposób trzech odczytów pozwala bardzo szybko określać parametry lampy, lecz jest on mniej pewny niż sposób wykreślny. Mała przypadkowa omyłka w odczycie poważnie wpływa na dokładność obliczanych wartości parametrów, podczas gdy pomyłki powstałe przy zdejmowaniu charakterystyk usuwane są przy wykreślaniu krzywych.

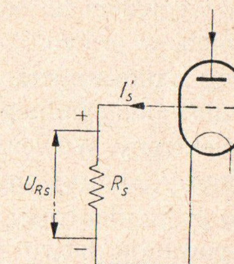
7.8. PRĄD SIATKI

W zakresie dodatnich napięć siatkowych w obwodzie siatki płynie prąd elektronowy, który zwiększa się ze wzrostem napięcia na siatce. A więc strumień elektronów tworzy prądy, w obwodach anody i siatki. Wartości tych prądów zależą od napięcia anodowego i siatkowego.

W przybliżeniu można przyjąć, że stosunek prądów I_s/I_a jest proporcjonalny do stosunku powierzchni zajmowanej przez rzut żeberek siatki na anodę do powierzchni całej anody. Im gęstsza jest siatka, tym większy jest prąd siatki.



Rys. 7-19. Przesunięcie charakterystyki siatkowej względem początku współrzędnych



Rys. 7-20. Prąd termoelektronowy w przewodzie siatki triody

W zależności od konstrukcji i materiałów, z których wykonane są siatka i katoda, początek charakterystyki siatkowej może być przesunięty w lewo lub w prawo od początku układu osi współrzędnych (rys. 7-19). Przesunięcie charakterystyki w lewo tłumaczy się tym, że przy zerowym potencjale siatki elektrony dochodzą do niej dzięki prędkościom początkowym, jakie mają one po wyjściu z katody. Jeżeli w tym przypadku (krzywa *1*) chcemy zmniejszyć prąd siatki I_{so} do zera, należy podać nieduże ujemne napięcie na siatkę U'_{s0}. Wartość prądu I_{s0}, dla większości lamp elektronowych jest bardzo mała (w lampach odbiorczo-wzmacniających prąd ten jest równy części mikroampera).

W lampach z katodami tlenkowymi charakterystyki siatkowe przesunięte są w prawo, tj. prąd siatki zaczyna się (krzywa *2*) przy pewnym dodatnim napięciu na siatce. Tłumaczy się to tym,

że prąd emisyjny, przechodząc przez grubość warstwy tlenków, wywołuje na niej spadek napięcia. Dlatego potencjał rdzenia katody jest mniejszy od potencjału aktywnej warstwy na powierzchni katody. Ponieważ siatkę podłącza się do rdzenia katody, wobec tego jej potencjał jest ujemny względem powierzchni katody i ażeby skompensować ładunek ujemny, należy do siatki doprowadzić nieduże napięcie dodatnie U'_{s1} (rys. 7-19).

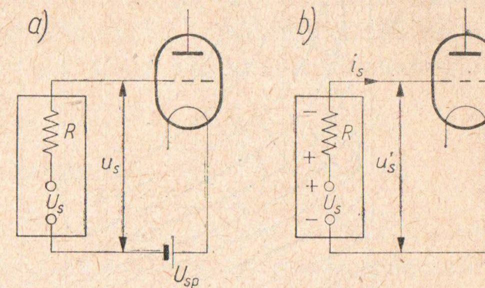
Często w lampach z katodami aktywowanymi charakterystyki siatkowe przesunięte są w prawo na skutek wpływu kontaktowej różnicy potencjałów. Położenie początku charakterystyki siatkowej zależy od znaku tej różnicy potencjałów. W lampach z katodami aktywowanymi potencjał kontaktowy siatki zwykle jest ujemny względem katody, dlatego charakterystyka siatkowa jest przesunięta w prawo.

Kiedy siatka umieszczona jest blisko katody, to pod wpływem promieniowania cieplnego katody mocno się nagrzewa i może emitować elektrony. Wówczas w obwodzie siatki powstaje prąd termoelektronowy, skierowany przeciwnie do kierunku prądu wytwarzanego przez elektrony dochodzące do siatki. Prąd termoelektronowy powstaje łatwo w lampach z katodami aktywowanymi (tlenkowymi, barowymi), ponieważ siatka pokrywa się warstwą aktywną wskutek rozpylania pokrycia katody i dlatego może emitować elektrony przy stosunkowo niskich temperaturach. Jeżeli w obwód siatki (rys. 7-20) włączona zostanie oporność R_s, to płynący przez nią prąd I_s' o kierunku przeciwnym wytworzy spadek napięcia UR_s. Plus tego napięcia przyłożony jest do siatki, co wywołuje wyraźne zwiększenie prądu anodowego, zakłócenie pracy układu i przeciążenie anody lampy. W tych przypadkach w celu zlikwidowania prądu termoelektronowego, czynione są starania zmierzające do zmniejszenia temperatury siatki (czerni się siatkę, stosuje się miedziane wsporniki i radiatory odprowadzające ciepło).

We wzmacniaczach wielkiej i małej częstotliwości typowych odbiorników w celu usunięcia prądu siatki doprowadza się do siatki lampy stałe napięcie ujemne, które nazywa się napięciem polaryzacji. Istnienie prądu siatki przy wzmocnieniu wywołuje niepotrzebne straty energii źródła napięcia wzmacnianego (zwykle o bardzo małej mocy). Ujemne napięcie polaryzacji zapobiega

możliwości powstawania prądu siatki nie tylko przy ujemnych, lecz również przy dodatnich półokresach wzmacnianego napięcia.

Gdy prąd siatki $i_s = 0$, spadek napięcia na wewnętrznej oporności źródła napięcia wzmacnianego (rys. 7-21 *a*) również wynosi zero, dlatego wzmacniane napięcie u_s jest całkowicie przyłożone między siatkę i katodę lampy.



Rys. 7-21. Wpływ prądu siatki na wzmocnienie napięcia: *a)* prądu siatki nie ma, *b)* prąd siatki jest

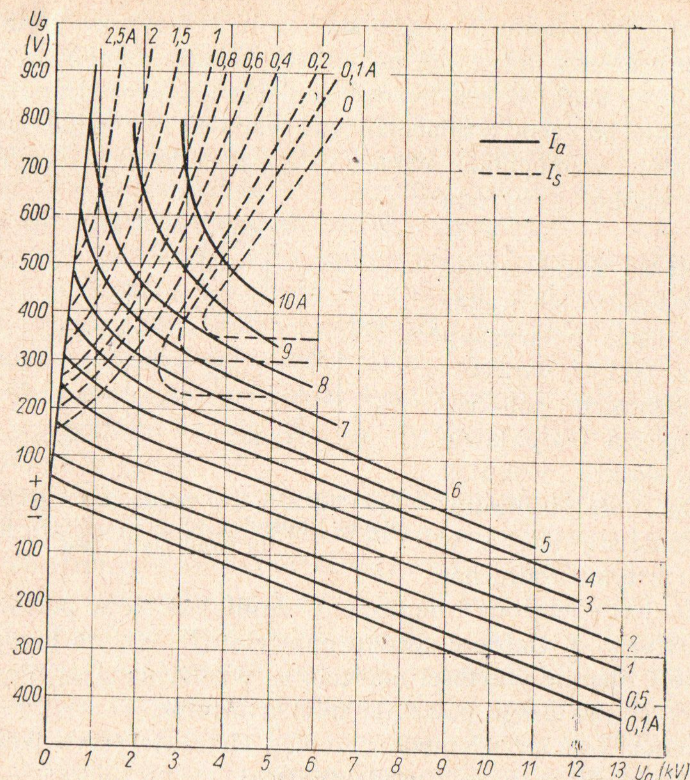
Jeżeli do siatki lampy nie doprowadza się ujemnego napięcia polaryzacji U_{sp} (rys. 7-21 *b*), wówczas przy dodatnich półokresach napięcia U_s pojawia się prąd siatki i_s, wskutek czego oporność siatka-katoda zmniejsza się, a w związku z tym źródło napięcia U_s jest obciążone i napięcie u_s' zmniejsza się w porównaniu z wartością u_s o wielkość spadku napięcia i_sR. W tym przypadku dodatnie i ujemne wartości napięcia u_s wzmacniane są niejednakowo, na skutek czego powstają zniekształcenia.

Rysunek 7-22 przedstawia przebieg charakterystyk izoprądowych triody dużej mocy z prądami siatki.

7.9. POJEMNOŚCI MIĘDZYELEKTRODOWE TRIODY

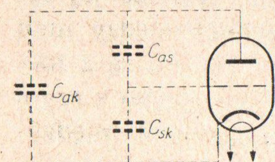
Między dwoma ciałami metalowymi, które są rozdzielone dielektrykiem, powstaje pojemność elektryczna. Wartość jej zależy od rozmiarów geometrycznych ciał, odległości między nimi i właściwości dielektryku. Elektrody lampy wykonane są z metali i rozdzielone są dielektrykiem — próżnią, w związku z czym tworzą one również pojemności, zwane pojemnościami międzyelektrodowymi.

W lampie trójelektrodowej są trzy takie pojemności (rys. 7-23) między anodą i siatką C_{as}, między anodą i katodą C_{ak} oraz między siatką i katodą C_{sk}. Wartość każdej z tych pojemności zależy od rozmiarów i kształtu elektrod, odległości między nimi i od konstrukcji lampy. Pojemności międzyelektrodowe tworzą nie tylko



Rys. 7-22. Przykład rodziny charakterystyk izoprądowych triody dużej mocy

same elektrody lamp, lecz również doprowadzenia elektrod, wsporniki, nóżki cokołu itd. W lampach odbiorczo-wzmacniających pojemności międzyelektrodowe mają wartości rzędu kilku pikofaradów (pF), zaś w generacyjnych lampach mocy o dużych rozmiarach elektrod — rzędu dziesiątków pikofaradów. Ażeby zmierzyć każdą pojemność międzyelektrodową oddzielnie, wyłączając wpływ pozostałych, stosuje się specjalne urządzenia pomiarowe. Pojemności międzyelektrodowe lampy wywierają duży wpływ na jej pracę w stanie dynamicznym, szczególnie przy wykorzystaniu lampy do wzmacniania lub gene-



Rys. 7-23. Pojemności międzyelektrodowe w triodzie

rowania drgań bardzo wielkich częstotliwości. Pojemności międzyelektrodowe są jednym z czynników, które ograniczają zastosowanie lamp trójelektrodowych do wzmacniania i generowania napięć i prądów wielkich i bardzo wielkich częstotliwości.

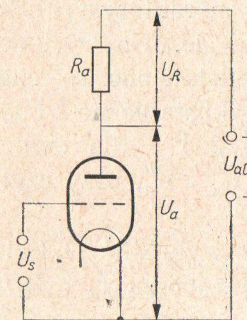
Odpowiednio do roli, jaką spełnia każda z pojemności międzyelektrodowych w pracy lampy, nazywa się je: pojemność siatka-katoda C_{sk} — pojemnością wejściową C_{we}, pojemność siatka-anoda C_{as} — pojemnością przejściową C_{prz}, pojemność anoda-katoda C_{ak} — pojemnością wyjściową C_{wy}.

7.10. CHARAKTERYSTYKI ROBOCZE

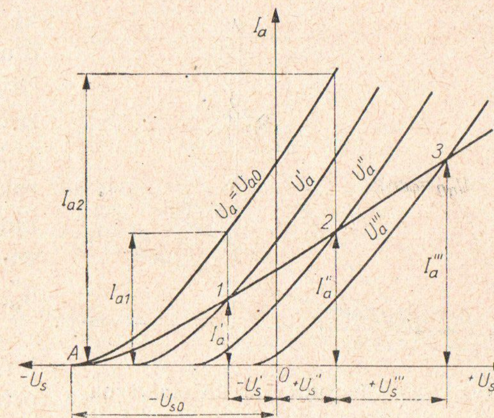
Charakterystyki statyczne są ważne, jeśli w anodzie nie ma odbiornika, czyli lampa jest „zwarta". W wypadku włączenia w obwód anodowy opornika o oporności R_a (rys. 7-24) musimy uwzględnić spadek napięcia na tej oporności, czyli

$$U_a = U_{a0} - I_a R_a \tag{7.19}$$

czyli napięcie na lampie jest mniejsze od U_{R0} o $I_a \cdot R_a$.



Rys. 7-24. Schemat włączenia triody z opornością R_a w obwodzie anodowym



Rys. 7-25. Wykreślenie charakterystyki roboczej triody za pomocą rodziny statycznych charakterystyk anodowo-siatkowych

Zależność więc $I_a = f(U_s)$, przy włączonej oporności R_a w obwodzie anody, nie może być przedstawiona za pomocą charakterystyki $I_a = f(U_s)$ przy U_a = const, ponieważ napięcie U_a zmienia się

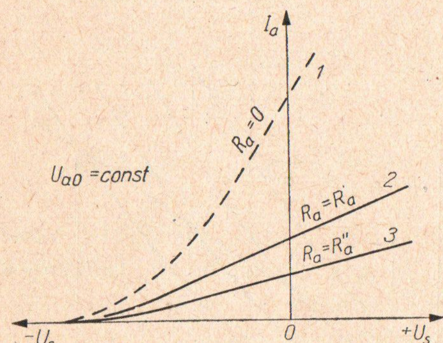
jednocześnie ze zmianą napięcia U_s. W tym przypadku praca lampy może być scharakteryzowana zależnością prądu anody od napięcia siatki przy stałym napięciu zasilania. Zależność $I_a = f(U_s)$ przy U_{a0} = const nazywa się charakterystyką roboczą.

Charakterystykę roboczą można wykreślić posługując się rodziną charakterystyk statycznych $I_a = f(U_s)$ przy U_a = const (rys. 7-25).

Z rysunku wynika, że robocze nachylenie charakterystyki S_R jest zawsze mniejsze od statycznego nachylenia charakterystyki. Nachylenie robocze S_R można obliczyć, jeżeli znane są parametry triody S_a, K_a i wartość oporności R_a, czyli

$$S_R = \frac{S_a}{1+\frac{R_a S_a}{K_a}} = \frac{S_a}{1+\frac{R_a}{\varrho_a}} = \frac{S_a \varrho_a}{R_a+\varrho_a} \tag{7.20}$$

Jak wynika ze wzoru, robocze nachylenie charakterystyki jest zawsze mniejsze od statycznego nachylenia charakterystyki ($S_R < S_a$) i jest tym mniejsze, im większy jest stosunek $\frac{R_a}{\varrho_a}$, tzn. ze wzrostem oporności R_a dla danej lampy robocze nachylenie charakterystyki S_R zmniejsza się. Na rysunku 7-26 przedstawione są charakterystyki statyczne *1* i dynamiczne *2* i *3* dla dwóch wartości R_a' i R_a'', przy czym $R_a'' > R_a'$.



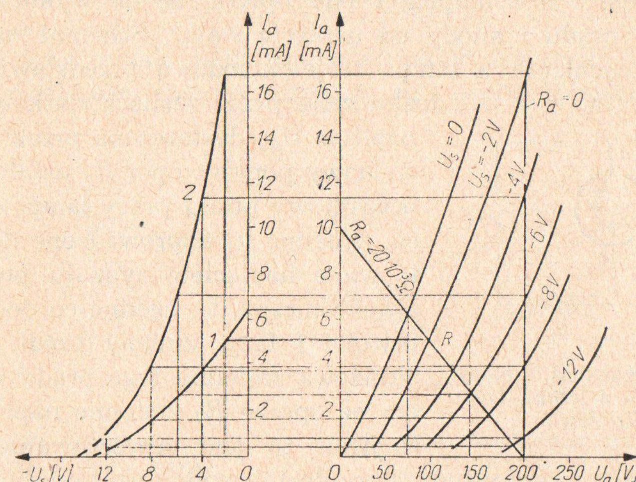
Rys. 7-26. Charakterystyka statyczna (*1*) i charakterystyki robocze (*2* i *3*) triody przy dwóch wartościach oporności R_a' i R_a'' (przy czym $R_a'' > R_a'$)

Ażeby wykreślić charakterystykę roboczą $I_a = f(U_s)$ przy U_{a0} = const, należy określić wartości I_a dla różnych wartości U_s przy danych wartościach U_{a0} i R_a i nanieść te wartości w układzie współrzędnych I_a, U_s. Można to zrobić łatwo, posługując się rodziną charakterystyk anodowych $I_a = f(U_a)$ przy U_s = const i charakterystyką roboczą $I_a = f(U_a)$ przy U_{a0} = const.

Na rys. 7-27 podano sposób wykreślnego otrzymania charakterystyki roboczej przy $R_a = 20 \cdot 10^3\ \Omega$ i $U_{a0} = 200$ V na podstawie statycznych charakterystyk anodowych $I_a = f(U_a)$ przy U_s = const. Z punktu, odpowiadającemu napięciu $U_a = 200$ V poprowadzona jest charakterystyka robocza dla $R_a = 20$ kΩ, która przecina oś rzędnych (prosta *R*) w punkcie, w którym

$$I_a = \frac{U_{a0}}{R_a} = \frac{200\ [\mathrm{V}]}{20 \cdot 10^3\ [\Omega]} = 0{,}01\ \mathrm{A} = 10\ \mathrm{mA}$$

Punkty na osi rzędnych, wynikające z przecięcia się linii prostej *R* z charakterystykami anodowymi, określają wartości prądu anody I_a, odpowiadające napięciom siatki U_s, dla których wykreślane są charakterystyki



Rys. 7-27. Wykreślenie charakterystyk roboczych triody typu 6S5S za pomocą rodziny charakterystyk anodowych przy oporności obciążenia $R_a = 20 \cdot 10^3\ \Omega$ (krzywa *1*) i przy $R_a = 0$ (krzywa *2*)

anodowe. Otrzymane wartości I_a nanosi się w układzie współrzędnych I_a, U_s. W tym celu z punktów przecięcia się prostej *R* z charakterystykami anodowymi prowadzi się linie proste, równoległe do osi odciętych, aż do przecięcia się z liniami prostopadłymi, które wychodzą z punktów na osi U_s, odpowiadających wartościom napięć siatki z charakterystyk statycznych. Łącząc punkty przecięcia prostych, równoległych do osi odciętych, z liniami prostopadłymi do osi U_s, otrzymujemy charakterystykę roboczą (krzywa *1*).

Prosta *R* przy $R_a = 0$ jest prostopadła do osi odciętych

$$\operatorname{ctg} \alpha = R_a \frac{B}{A} = 0 \frac{B}{A} = 0; \qquad \alpha = 90°$$

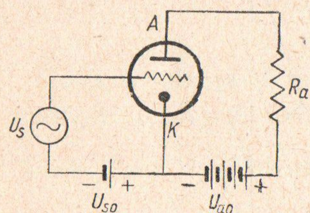
Przy $R_a = 0$ napięcie $U_a = U_{a0}$. Dlatego punkty przecięcia linii prostopadłej, wychodzącej z punktu odpowiadającego napięciu $U_a = 200$ V, z cha-

rakterystykami anodowymi określają punkty charakterystyki statycznej $I_a = f(U_s)$ przy $U_a = 200$ V (krzywa 2).

Prowadząc linie prostopadłe z punktów przecięcia prostej R z charakterystykami anodowymi, otrzymamy wartości napięć anody przy napięciach U_s, odpowiadających charakterystykom anodowym. Na przykład dla $U_s = 0$ otrzymujemy $U_a = 70$ V, dla $U_s = -6$ V uzyskujemy $U_a = 145$ V itd.

7.11. PRACA TRIODY W UKŁADZIE WZMACNIACZA

Działanie wzmacniające triody opiera się na wykorzystaniu zależności prądu i anody od napięcia siatki. Schemat najprostszego wzmacniacza z lampą trójelektrodową przedstawiono na rys. 7-28. Napięcie U_{s0} dostarczane przez zasilacz siatkowy oraz napięcie U_{a0} dostarczane przez zasilacz anodowy poprzez opór R_a ustalają tzw. początkowy punkt pracy lampy. Napięcie zmienne u_s doprowadzone do siatki i zwane napięciem sygnału powoduje synchroniczne, tj. zgodne co do częstotliwości i fazy, zmiany prądu anody. Składowa zmienna tego prądu wytwarza na oporze R_a zmienne napięcie u_a. Napięcie to jest odwzorowaniem napięcia u_s, a jego amplituda, przy dostatecznie dużej oporności R_a, może wielokrotnie przewyższać amplitudę napięcia u_s. W ten sposób uzyskujemy wzmocnienie napięciowe doprowadzonego sygnału, czyli



Rys. 7-28. Schemat ideowy wzmacniacza z lampą trójelektrodową

$$\Delta u_a = \Delta u_s k \tag{7.21}$$

zaś na podstawie wzoru (7.20)

$$k = S_R R_a = \frac{S_a \varrho_a R_a}{R_a + \varrho_a} \tag{7.22}$$

Uwzględniając, że $S_a \varrho_a = K_a$, oraz dzieląc prawą stronę równania przez R_a, otrzymamy

$$k = K_a \frac{R_a}{R_a + \varrho_a} = \frac{K_a}{1 + \frac{\varrho_a}{R_a}} \tag{7.23}$$

Dla wartości chwilowych można napisać

$$i_a = u_s S_R$$

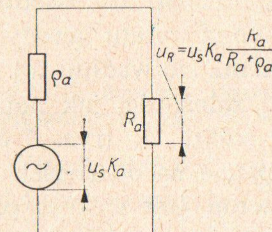
$$k = \frac{u_R}{u_s}$$

$$u_R = u_s k$$

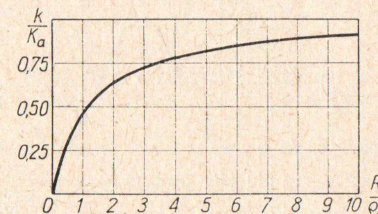
A więc

$$u_R = u_s k = u_s K_a \frac{R_a}{R_a + \varrho_a} \tag{7.24}$$

Wzór ten pozwala nam zbudować układ zastępczy triody ze źródłem o sile elektromotorycznej $K_a u_s$ i o opornościach ϱ_a i R_a (rys. 7-29).



Rys. 7-29. Schemat równoważny obwodu anodowego stopnia wzmocnienia



Rys. 7-30. Przebieg zależności $k(K_a = f(R_a)\varrho_a)$

Jeżeli $R_a \ll \varrho_a$, wyrażenie (7.23) na współczynnik wzmocnienia przybiera postać

$$k \approx K_a \frac{R_a}{\varrho_a} \approx K_a \frac{S_a}{K_a} R_a \approx S_a R_a \tag{7.25}$$

a więc zależność roboczego współczynnika wzmocnienia jest w tym przypadku wprost proporcjonalna do oporności R_a i statycznego nachylenia charakterystyki S_a, przy czym współczynnik prawie nie zależy od statycznego współczynnika wzmocnienia K_a i, oczywiście, jest znacznie mniejszy od niego.

Na rys. 7-30 pokazano wykres zależności stosunku roboczego współczynnika wzmocnienia do statycznego $\frac{k}{K_a}$ w funkcji sto-

sunku oporności $\frac{R_a}{\varrho_a}$. Punkty krzywej obliczone zostały według wzoru (7.23). Praktycznie biorąc, nie ma sensu przyjmować stosunku $\frac{R_a}{\varrho_a}$ większego od 3÷4, ponieważ przy większych wartościach $\frac{R_a}{\varrho_a}$ wzmocnienie wzrasta nieznacznie, a zwiększenie R_a powoduje zwiększenie na nim spadku napięcia (od składowej stałej prądu anody), w związku z czym niezbędne jest zwiększenie napięcia źródła U_{a0}.

Gdy między siatką i katodą panuje napięcie zmienne U_s, nie wychodzące poza zakres prostoliniowego odcinka charakterystyki roboczej $I_a = f(U_s)$ przy U_{a0} = const, to składowa zmienna prądu anody i_a zmienia się według tej samej zależności jak napięcie siatki U_s (rys. 7-31). Napięcie na oporności obciążenia jest wprost proporcjonalne do prądu anody; w związku z tym wykres składowej zmiennej U_R napięcia tętniącego na oporności R jest podobny do wykresu napięcia doprowadzonego do siatki u_s.

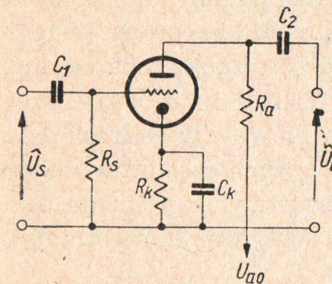
Rys. 7-31. Wykreślenie krzywej prądu anodowego I_a (składowej zmiennej) na podstawie charakterystyki roboczej przy danym zmiennym napięciu siatkowym u_s

Jeżeli napięcie siatki wychodzi poza zakres prostoliniowego odcinka charakterystyki, to nie ma wprost proporcjonalnej zależności między napięciem siatki i napięciem anody, zaś kształt krzywej napięcia siatki odtwarzany jest w obwodzie anody ze zniekształceniami.

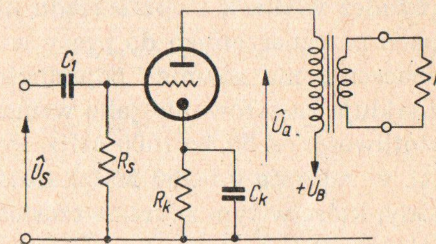
W zależności od rodzaju sprzężeń trioda może pracować jako wzmacniacz oporowy (rys. 7-32), transformatorowy (rys. 7-33) względnie generator (rys. 7-34).

7.12. RODZAJE TRIOD

Lampy trójelektrodowe można podzielić na dwa zasadnicze rodzaje: triody napięciowe — przeznaczone do pracy we wzmacniaczach napięciowych oraz triody mocy — przeznaczone do pracy we wzmacniaczach mocy. Każdy z tych rodzajów można podzielić na triody małej i wielkiej częstotliwości.

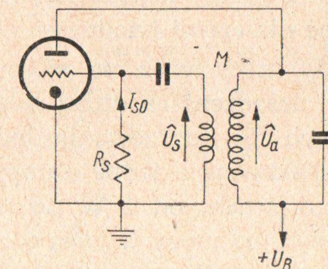


Rys. 7-32. Schemat ideowy wzmacniacza oporowego



Rys. 7-33. Schemat ideowy wzmacniacza mocy małej częstotliwości

Właściwości różnych rodzajów triod zależą w dużym stopniu od ich przeznaczenia. Z poprzednich rozważań wiemy, że warunki pracy triody w różnych układach pracy są odmienne. Z tego względu wymagania stawiane tym lampom są zależne od układu pracy, do którego są one przeznaczone.



Rys. 7-34. Schemat ideowy generatora z lampą trójelektrodową

W przypadku triod napięciowych m.cz. pożądana jest przede wszystkim duża wartość współczynnika amplifikacji, natomiast nachylenie charakterystyki ma mniejsze znaczenie. Dlatego prąd anody w tych lampach jest zwykle niewielki (rzędu 1÷2 mA). Nachylenie charakterystyki wynosi zazwyczaj 1,5÷2,5 mA/V.

współczynnik $K_a = 30 \div 100$, a oporność wewnętrzna najczęściej kilkadziesiąt kiloomów. Często w jednej lampie umieszcza się dwa układy elektrod, tworząc np. podwójną triodę lub kombinację triody z innego rodzaju lampą.

W triodach napięciowych w.cz. stosowane są podobne wartości współczynnika K_a. Duże znaczenie ma tu jednak również wartość nachylenia charakterystyki. W nowoczesnych lampach wynosi ono zazwyczaj $5 \div 15$ mA/V. Dlatego prądy anody są tu również większe, zwykle rzędu kilkunastu miliamperów. W lampach przeznaczonych do pracy w układzie o wspólnej siatce duże znaczenie ma również pojemność C_{ak}. Triody napięciowe w.cz. znajdują zastosowanie jako wzmacniacze głównie w zakresie częstotliwości od 50 do 1000 MHz. Przy mniejszych częstotliwościach (tj. w zakresie $0,1 \div 50$ MHz) stosowane są prawie wyłącznie pentody, które w tym zakresie częstotliwości wykazują korzystniejsze właściwości.

Triody są natomiast powszechnie stosowane w generatorach drgań sinusoidalnych lub niesinusoidalnych (w tzw. multiwibratorach).

Dane charakterystyczne dotyczące typowych triod napięciowych zestawiono w tabl. 7-1. Jeśli chodzi o lampy podwójne zamieszczono tam dane charakterystyczne dla jednego układu elektrod (z wyjątkiem danych dotyczących wspólnego żarzenia), a jeśli chodzi o lampy kombinowane — zamieszczono dane charakterystyczne dla części triodowej.

Triody mocy w.cz. są stosowane w nadajnikach radiowych i innych urządzeniach dużej mocy, jak np. w generatorach przemysłowych do nagrzewania indukcyjnego lub dielektrycznego. Moce uzyskiwane z jednej lampy zawierają się tu w bardzo szerokich granicach: od 1 W do setek kilowatów. Napięcie anody w zależności od mocy wynosi od 200 V do 20 kV, a prąd anody — od kilkunastu miliamperów do kilkudziesięciu amperów.

Triody znajdują niewielkie zastosowanie we wzmacniaczach mocy małej częstotliwości; w tym zastosowaniu ustępują one pentodom. Dopiero przy mocach rzędu 1 kW i większych używa się triod; są one pod względem swych właściwości zbliżone do triod mocy w.cz.

Tablica 7-1. Dane charakterystyczne dotyczące typowych triod napięciowych

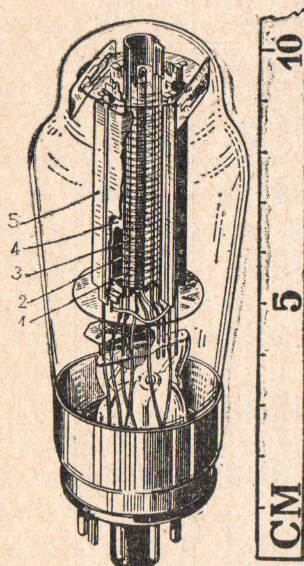
Oznaczenie europejskie	Oznaczenie amerykańskie	Przeznaczenie	$U_ż$	$I_ż$	U_a	U_s	I_a	S_a	K_a	ϱ_a	C_{sk}	C_{ak}	C_{as}	P_{ad}	f_m
			V	A	V	V	mA	mA/V	—	kΩ	pF	pF	pF	W	MHz
ECC 82	12 AU 7	Wzmacniacze	6,3	0,3	250	−8,5	10,5	2,2	17	7,7	1,8	0,37	1,6	2,75	—
ECC 83	12 AX 7	napięciowe	6,3	0,3	250	−2	1,2	1,6	100	62,5	1,6	0,34	1,7	1	—
PABC 80	9 AK 8	małej często-	9,5	0,3	100	−1	0,8	1,45	70	48	1,9	1,4	2,0	1	—
		tliwości													
ECC 85	6 AQ 8	Wzmacniacze	6,3	0,435	250	−2,3	10	5,9	57	9,8	3,0	0,18	1,2	2,5	200
PCC 84	7 AN 7	napięciowe	7	0,3	90	−1,5	12	6,0	24	4	4,7	0,16	2,5	2	220
PCC 88		wielkiej czę-	7	0,3	90	−1,3	15	12,5	33	2,6	6,0	0,18	2,8	1,8	
EC 80	6 Q 4	stotliwości	6,3	0,48	250	−1,5	15	12	80	6,7	9,3	0,075	3,4	4	500
PC 86	4 CM 4		3,8	0,3	175	−1,5	12	14	68	4,85	3,6	0,2	2,0	2,2	1000
—	5718		6,3	0,15	100	−1,25	8,5	5,8	27	4,65	2,2	0,7	1,45	3	1000
DC 96			1,4	0,025	85	−2,5	1,8	0,95	14	15	0,95	1,6	3,0	0,25	
ECH 81	6 AJ 8	Generatory	6,3	0,3	100	0	13,5	3,7	22	6	2,6	2,1	1,0	0,8	
PCF 82	9 U 8		9	0,3	150	−2	11	5,8	35	6	2,5	0,4	1,8	1,5	
EC 81	6 R 4		6,3	0,2	120	−2	20	4	16	4	1,8	0,7	1,6	3,5	1000

8. TETRODY I PENTODY

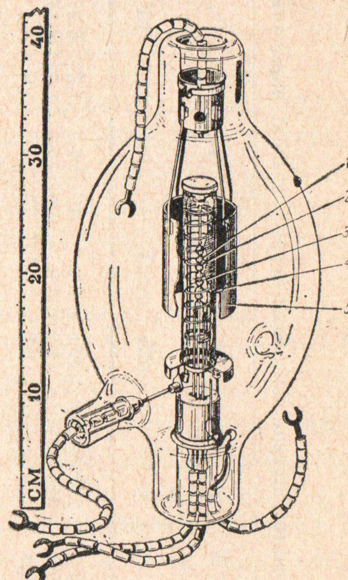
8.1. WADY TRIODY

W praktyce trioda wykazuje szereg wad, a mianowicie:

1) ograniczenie natężenia prądu anodowego przez ładunek przestrzenny pociąga za sobą konieczność stosowania wysokich



Rys. 8-1. Tetroda małej mocy typu 6П3С:
1 — siatka sterująca, 2 — siatka ekranująca, 3 — katoda, 4 — elektroda ograniczająca, 5 — anoda



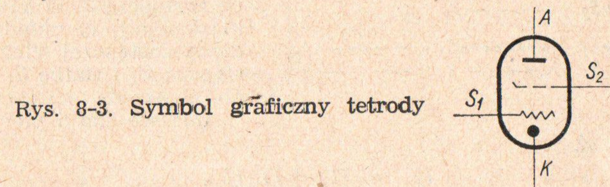
Rys. 8-2. Tetroda typu ГКЭ—1000:
1 — katoda, 2 — siatka sterująca, 3 — wsporniki siatki, 4 — siatka ekranująca, 5 — anoda

napięć anodowych w celu wytworzenia dostatecznie dużego czynnego potencjału w powierzchni siatki czynnej i uzyskania dostatecznego prądu anodowego;

2) z tej samej przyczyny nie daje się uzyskać dostatecznie dużego nachylenia S_a charakterystyki lampy, które jest jednym z najważniejszych parametrów lampy;

3) pożądane zwiększanie współczynnika amplifikacji K_a stoi w wyraźnej sprzeczności z wymaganiem, iż dobra lampa wzmacniająca powinna mieć charakterystykę „lewą"; przesuw charakterystyki w lewo jest tutaj $U_{s0} = -\frac{U_a}{K_a}$ i nie można go uczynić dużym, jeśli K_a ma znaczną wartość, bowiem zwiększanie roboczego napięcia anodowego lampy jest ograniczone warunkami bezpieczeństwa oraz względami ekonomicznymi eksploatacji urządzenia;

4) stosunkowo duża pojemność C_{as} lampy jest główną przeszkodą w stosowaniu triod jako lamp wzmacniających dla prądów wielkiej częstotliwości.



Rys. 8-3. Symbol graficzny tetrody

Wady triody zostały usunięte w lampach z dodatkową siatką S_2 umieszczoną między anodą i siatką sterującą S_1 o stałym potencjale. Siatka S_2 spełnia rolę ekranu elektrostatycznego osłaniającego anodę. Dodatkowo siatka S_2 zmniejsza przechwyt anody, tj. oddziaływanie anody na pole elektryczne w pobliżu katody. Z tego powodu wzrasta współczynnik amplifikacji K_a i oporność wewnętrzna ϱ_a.

Konstrukcję typowych lamp ekranujących, zwanych często tetrodami, pokazano na rys. 8-1 i 8-2. Symbol tetrody podano na rys. 8-3.

8.2. CHARAKTERYSTYKI TETRODY

Prąd katody w tetrodzie zależy, podobnie jak w triodzie, od napięcia zastępczego U_{z1} w płaszczyźnie siatki pierwszej (sterującej).

Prawo Langmuira ma więc dla tetrody następującą postać

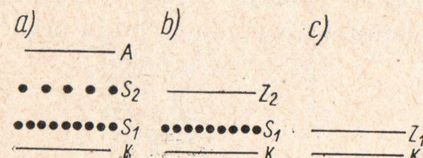
$$I_k = g\, U_{z1}^{\frac{3}{2}} \tag{8.1}$$

Zgodnie z określeniem napięcia zastępczego (rys. 8-4) łączne oddziaływanie anody i siatki ekranującej może być zastąpione

działaniem pewnej elektrody umieszczonej w miejscu siatki ekranującej o napięciu

$$U_{z2} = U_{s2} + D_2 U_a \quad (8.2)$$

przy czym U_{s2} i U_a oznaczają odpowiednio napięcia siatki drugiej (ekranującej) oraz anody, D_2 — przechwyt anody poprzez siatkę drugą.



Rys. 8-4. Sprowadzenie tetrody do diody zastępczej: *a)* układ elektrod tetrody, *b)* układ elektrod triody zastępczej (anodę i siatkę S_2 zastąpiono elektrodą zastępczą Z_2 w miejsce siatki drugiej); *c)* układ elektrod diody zastępczej (elektrodę zastępczą Z_2 i siatkę S_1 zastąpiono elektrodą zastępczą Z_1 w miejsce siatki pierwszej)

Ponieważ

$$U_{z1} = U_{s1} + D_1 U_{z2} \quad (8.3)$$

to

$$U_{z1} = U_{s1} + D_1 U_{s2} + D_1 D_2 U_a \quad (8.4)$$

Zakładając

$$D = D_1 D_2 \approx 0 \quad (8.5)$$

to

$$U_{z1} \approx U_{s1} + D_1 U_{s2} \quad (8.6)$$

a stąd przybliżona postać wzoru Langmuira dla tetrody będzie

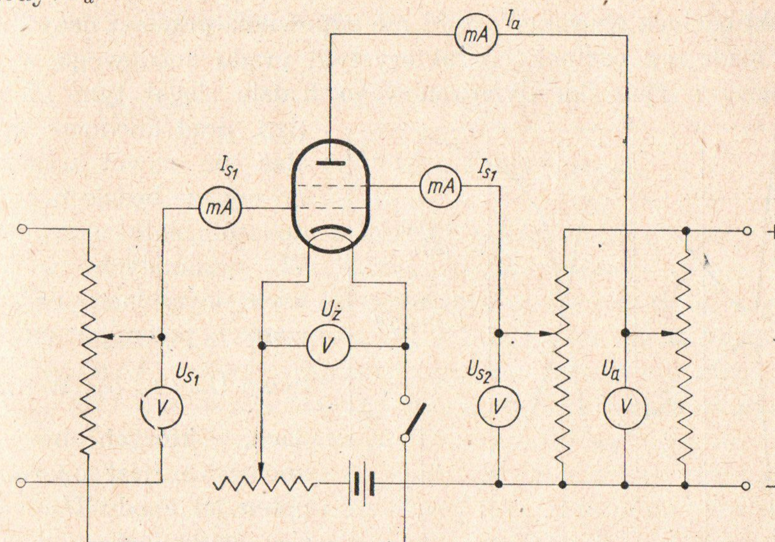
$$I_k \approx g(U_{s1} + D_1 U_{s2})^{\frac{3}{2}} \quad (8.7)$$

Otrzymany wzór jest podobny do wzoru (7.5) przedstawiającego zależność prądu katody w triodzie od napięć elektrod z tą różnicą, że zamiast napięcia anody występuje tu napięcie U_{s2}. Warunek istnienia prądu w tetrodzie można w tym przypadku przedstawić w postaci nierówności

$$D_1 U_{s2} > U_{s1} \quad (8.8)$$

Przez odpowiedni dobór wartości przechwytu D_1 oraz napięcia U_{s2} można uzyskać żądaną wartość napięcia odcięcia, a więc także pożądane położenie siatkowej charakterystyki tetrody. Napięcie siatki drugiej ma zwykle stosunkowo dużą dodatnią wartość — rzędu kilkudziesięciu do kilkuset woltów w lampach małej mocy, a do kilku tysięcy woltów w dużych lampach nadawczych.

Dla zdjęcia charakterystyk lamp dwusiatkowych ekranowanych stosujemy układ jak na rys. 8-5; przy pomocy tego układu można zdjąć charakterystyki przedstawiające zależność prądu anodowego oraz prądów w obwodach siatek w funkcji napięcia siatki czynnej U_{s1}, napięcia siatki ekranowej U_{s2} oraz napięcia anody U_a.



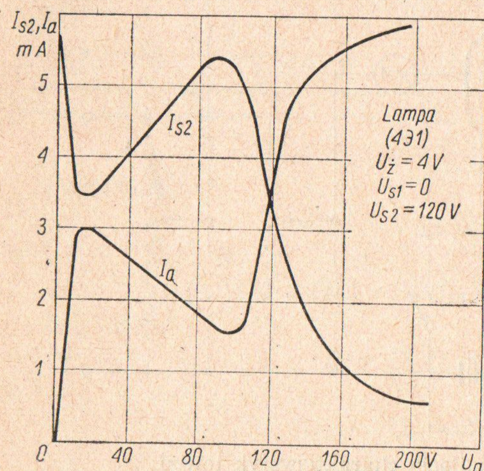
Rys. 8-5. Układ do zdjęcia charakterystyk tetrod

Charakterystykę tego rodzaju otrzymaną dla lampy (4 Э 1) przy $U_{s1} = 0$ i $U_{s2} = 120$ V przedstawiono na rys. 8-6; pokazano tam również krzywą zmian prądu siatki ekranowej, zdjętą równocześnie z charakterystyki prądu anodowego.

Dopóki napięcie anodowe jest niższe od ok. 15 V, prąd anodowy szybko wzrasta ze wzrostem U_a; ten odcinek krzywej odpowiada stanowi rozdziału prądów przy $U_a \ll U_{s2}$, tzn. stanowi powrót elektronów od anody do siatki ekranowej. Ale poczynając od $U_a = 15 \div 18$ V charakterystyki wyraźnie wskazują na powstawanie emisji wtórnej z anody. Elektrony wytrącone z powierzchni anody są przyciągane do siatki ekranowej, która ma wysoki potencjał dodatni. Z tego powodu, że elektrody wtórne wychodzą z anody, prąd anodowy I_a ulega zmniejszeniu, prąd zaś siatki ekranowej I_{s2} odpowiednio zwiększa się. W miarę zwiększania U_a

emisja wtórna z anody wzrasta (prąd anodowy maleje coraz bardziej) dopóty, dopóki wartość napięcia anodowego U_a nie zbliży się do wartości napięcia siatki ekranowej U_{s2}; wówczas prąd I_a zaczyna gwałtownie wzrastać, natomiast prąd I_{s2} równie gwałtownie maleje i przy $U_a > U_{s2}$ charakterystyka prądu anodowego przechodzi w płaską, powoli wznoszącą się krzywą; jednakże ten płaski odcinek charakterystyki nie odpowiada prądowi nasycenia.

Opadający odcinek charakterystyki prądu anodowego wynikający ze zjawiska dynatronowego będzie sięgał tym głębiej (tzn. prąd anodowy może stać się nawet ujemny), im wyższe będzie napięcie dodatnie siatki ekranowej. W normalnych warunkach pracy lamp ekranowanych potencjał ekranu bywa $U_{s2} \approx \frac{1}{2} U_a$. W układach, w których obwodzie anodowym jest oporność, potencjał anody U_a waha się, natomiast potencjał ekranu U_{s2} pozostaje stały, a przeto w pewnych momentach potencjał może schodzić poniżej potencjału siatki ekranowej, co wywołuje nagłe zmniejszenie prądu anodowego i wzrost prądu siatki ekranowej na skutek wystąpienia efektu dynatronowego w obwodzie anody. Zjawisko to ogranicza możliwości szerszego wykorzystania tetrod ekranowanych.



Rys. 8-6. Charakterystyki tetrody

Analiza charakterystyk lampy ekranowanej pokazuje, że w lampie tej, wskutek obecności siatki o wysokim potencjale dodatnim, znajdującej się blisko anody, występuje zawsze emisja wtórna oraz przepływ elektronów wtórnych z anody do siatki lub odwrotnie. Dlatego też w tetrodach ekranowanych normalny rozdział prądów bywa zawsze zakłócony, co utrudnia, a nawet uniemożliwia stosowanie poprzednio podanych wzorów do obliczeń charakterystyk.

8.3. PARAMETRY LAMP EKRANOWYCH

Jako podstawowe parametry lampy ekranowanej przyjmuje się, podobnie jak w triodzie, parametry, które ustalają związek między zmianami prądu anodowego, napięcia anodowego i napięcia siatki czynnej (przy odpowiednio dobranym napięciu siatki ekranowej). Takimi parametrami będą

$$S_a = \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_{s1}}\right) U_a,\ U_{s2} = \text{const}; \quad \varrho_a = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\right) U_{s1},\ U_{s2} = \text{const};$$

$$K_a = -\left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_{s1}}\right) U_{s2},\ I_a = \text{const}$$

Rząd wielkości tych parametrów i zależność ich od stanu pracy dla lampy ekranowej bywają inne niż dla triody.

W celu polepszenia odekranowania anody od siatki czynnej siatka ekranowa bywa zazwyczaj bardzo gęsta, tak iż przechwyt jej jest mały, a zatem współczynnik amplifikacji jest duży. Tłumaczy się to oczywiście tym, że przy gęstej siatce ekranowej osłabia się elektrostatyczne oddziaływanie anody zarówno na siatkę czynną jak i na katodę oraz na elektrony emitowane przez katodę; osłabienie wpływu napięcia anodowego w porównaniu z wpływem napięcia siatki czynnej, odpowiada zwiększeniu współczynnika amplifikacji. W spotykanych obecnie tetrodach współczynnik amplifikacji dochodzi do 1000 V/V dla dalszej części charakterystyki (I_a, U_{s1}), malejąc w miarę zmniejszania napięcia ujemnego siatki czynnej. Przyczyną tego zmniejszenia jest wachlarzowate rozchodzenie się charakterystyk prądu anodowego, wskutek czego danemu przyrostowi napięcia anodowego U_a odpowiadają w różnych punktach charakterystyki różne przyrosty napięcia siatki czynnej U_{s1}, dające I_a = const. Dla lampy ekranowej pracującej jako wzmacniacz wielkiej częstotliwości, przy ujemnej polaryzacji siatki czynnej rzędu 2÷3 V, współczynnik amplifikacji wynosi 150÷200 V/V, a przy przejściu w zakres dodatnich U_{s1} — spada do 30÷40 V/V.

Oporność wewnętrzna lampy ekranowanej, dzięki osłabieniu oddziaływania napięcia anodowego na prąd anodowy, bywa znaczna, rzędu setek kiloomów i zależy od napięcia siatki czynnej, podobnie jak i współczynnik amplifikacji.

Nachylenie charakterystyki prądu anodowego lampy ekranowej jest tego samego rzędu wielkości jak dla lampy trójelektrodowej o podobnych rozmiarach; zależność nachylenia od konstrukcji elektrod, jak również sposoby jego zwiększenia są takie same jak dla triod.

Duży współczynnik amplifikacji K_a w porównaniu z lampą trójelektrodową oraz nachylenie S_a zazwyczaj również nie mniejsze zapewniają bardzo dużą dobroć G_a lampy ekranowanej. Podczas gdy w lampach trójelektrodowych dobroć była rzędu 10 do 20 mW/V², w lampach ekranowanych dochodzi do wartości zawartych w granicach 200÷400 mW/V².

Z pojemności międzyelektrodowych tetrody najważniejsze są następujące:

1) pojemność między anodą a siatką czynną C_{as1}, która — dzięki zastosowaniu siatki ekranowej — jest bardzo mała;

2) pojemność wejściowa C_{wej}, określona jako pojemność między siatką czynną, a pozostałymi elektrodami, które podczas pracy nie posiadają potencjałów zmiennych o tej samej częstotliwości co siatka czynna, tzn.

$$C_{wej} = C_{s1k} + C_{s1s2}$$

3) pojemność wyjściowa C_{wyj}, równa pojemności między anodą i wszystkimi pozostałymi elektrodami, które podczas pracy nie posiadają potencjałów zmiennych o tej samej częstotliwości co anoda

$$C_{wyj} = C_{as2} + C_{ak}$$

8.4. TETRODY STRUMIENIOWE

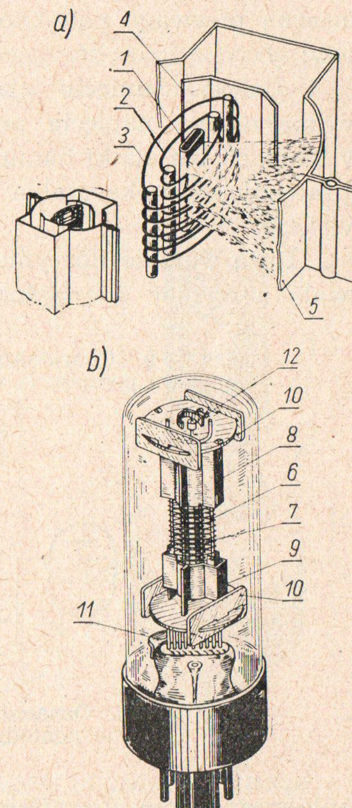
Zjawisko dynatronowe w lampie można usunąć w sposób stosowany w tetrodach strumieniowych.

W zwykłych tetrodach gęstość strumienia elektronowego jest niewystarczająca do wytworzenia niezbędnego minimum potencjału. Ażeby zwiększyć gęstość strumienia elektronowego, stosuje się elektrody specjalnego kształtu, które zagęszczają elektrony w szereg wąskich strumieni o niedużym przekroju poprzecznym. Gęstość elektronów w takich strumieniach jest znacznie większa niż w jednolitym strumieniu elektronów (w lampach zwykłej

konstrukcji) i jest wystarczająca do wytworzenia niezbędnego minimum potencjału.

Lampy działające na tej zasadzie nazywają się tetrodami strumieniowymi. Budowa takiej lampy przedstawiona jest na rysunku 8-7. Umieszczone w lampie specjalne płytki 4, które wytwarzają zagęszczenia elektronów, połączone są z katodą. Płytki te zagęszczają strumień elektronów w płaszczyźnie pionowej i tworzą dwa wąskie strumienie elektronów z obu stron płaskiej katody.

W celu zmniejszenia prądu siatki ekranującej i lepszej koncentracji elektronów w płaszczyźnie pionowej zwoje 3 siatki s_2 rozmieszcza się dokładnie naprzeciwko zwojów 2 siatki sterującej s_1, przy czym obie siatki mają jednakowy skok nawinięcia. Uzyskany dzięki takiej konstrukcji rozkład pola elektrycznego między siatką ekranującą i siatką sterującą tworzy szereg elektronowych soczewek skupiających. Elektrony, przechodzące między zwojami siatek, zagęszczają się i tworzą szereg wąskich strumieni, podążając do anody.



Rys. 8-7. Lampa strumieniowa: *a)* układ elektrod, *b)* wygląd *1, 6* — katoda, *2, 3, 7* — siatki, *4, 9* — płytki kształtujące *5. 8* — anoda, *10* — płytka mikowa, *6* — getter, *7* — płytka chłodząca

8.5. PENTODY

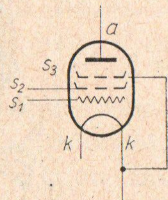
Zjawisko dynatronowe, występujące w tetrodzie, można usunąć, jeżeli między siatką ekranującą s_2 i anodą umieścić jeszcze jedną siatkę s_3 i połączyć je z katodą k (rys. 8-8). Wówczas pole elektryczne w przestrzeni między anodą i trzecią siatką będzie skierowane w kierunku od anody do tej siatki nawet w tym przypadku, gdy napięcie anody U_a jest znacznie mniejsze od napięcia siatki ekranującej U_{s2}.

Dlatego charakterystyka $I_a = f(U_a)$ na odcinku $A'C'$ (rys. 8-9) wyprostowuje się. Siatka s_3 nazywa się siatką hamującą, natomiast sama lampa — pentodą (lampą pięcioelektrodową).

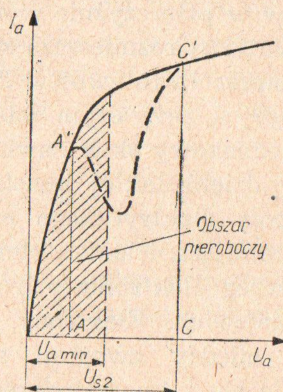
Pentoda (i tetroda strumieniowa) jako wzmacniacz mocy ma znaczną przewagę nad triodą i tetrodą z następujących względów:

1. Dzięki usunięciu zjawiska dynatronowego współczynnik wykorzystania napięcia anody w pentodzie jest większy niż w lampach bez siatki hamującej. W związku z tym współczynnik sprawności i maksymalna moc użyteczna pentody są również większe.

2. Duża wartość iloczynu $K_a S_a = G_a$, czyli dobroci lampy, pozwala otrzymać niezbędną moc przy znacznie (kilkakrotnie)



Rys. 8-8. Oznaczenie umowne pentody



Rys. 8-9. Charakterystyka anodowa pentody $I_a = f(U_a)$

mniejszym napięciu wejściowym siatki U_s, a to z kolei pozwala zastosować mniejsze wstępne wzmocnienie napięcia i zmniejszyć liczbę stopni wzmacniacza.

Konstrukcje niektórych pentod pokazano na rys. 8-10, 8-11 i 8-12.

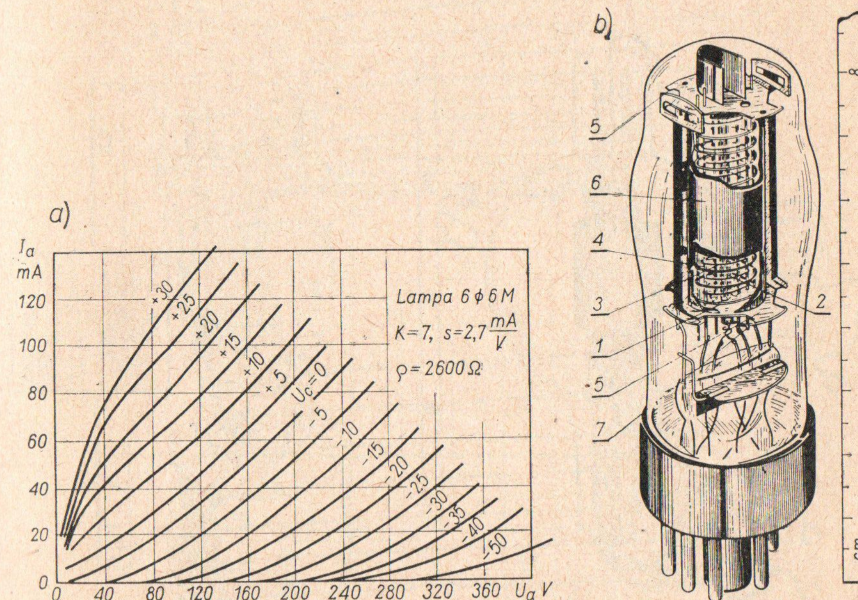
Na rys. 8-13 przedstawiono charakterystyki pentody 6L6.

Pentoda może pracować również jako trioda, jeżeli połączyć siatkę ekranującą z anodą. Wartości współczynników wyznacza się analogicznie jak w tetrodzie.

Znaczna krzywizna anodowo-siatkowych charakterystyk pentody (tak samo jak i tetrod) oraz zależność współczynnika ampli-

fikacji K_a od napięcia anody są przyczynami zniekształceń przy nieprawidłowym wyborze obciążenia anody R_a. Optymalna wartość oporności R_a dla pentod zwykle wynosi od 1/8 ϱ_a do 1/10 ϱ_a. Odchylenia od tych wartości w jedną lub w drugą stronę powodują powstawanie zniekształceń.

Jako wzmacniacze napięć wielkiej częstotliwości pentody mają szereg zalet w porównaniu z tetrodami, a mianowicie:



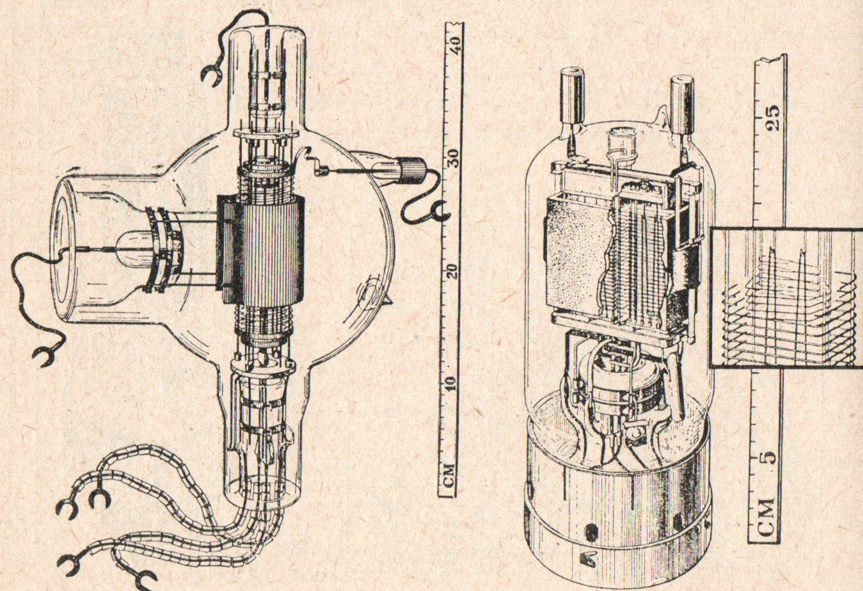
Rys. 8-10. Pentoda 6Ф6M: *a*) charakterystyki, *b*) konstrukcja lampy: 1 — katoda, 2 — siatka sterująca, 3 — siatka ekranująca, 4 — siatka zerowa, 5 — wsporniki mikowe, 6 — anoda, 7 — płytka łącząca katodę z siatką zerową

1. Dzięki dodatkowej siatce (trzeciej) ogólny przechwyt wszystkich siatek jest mniejszy niż w tetrodzie i dlatego współczynnik amplifikacji pentod wielkiej częstotliwości wynosi zwykle $K_a = 1000$, przy czym w pentodach specjalnych osiąga $K_a = 6000$ i więcej.

2. Oporność wewnętrzna ϱ_a przy nachyleniu charakterystyki $S_a = (1 \div 2)$ mA/V wynosi $0{,}5 \div 1$ MΩ. Przy takich dużych wartościach ϱ_a i oporności rezonansowej obwodu nastrojonego Z_{obw}, wy-

noszącej kilkadziesiąt kiloomów, $\frac{wb_0 Z}{a\varrho} \ll 1$, co świadczy o dużej selektywności wzmacniacza (warunek ten udowadnia się w teorii odbiorników radiowych).

3. Istnienie dodatkowej siatki polepsza ekranowanie siatki sterującej od anody, dlatego pojemność międzyelektrodowa C_{as} w pentodach wielkiej częstotliwości jest jeszcze mniejsza (0,003÷

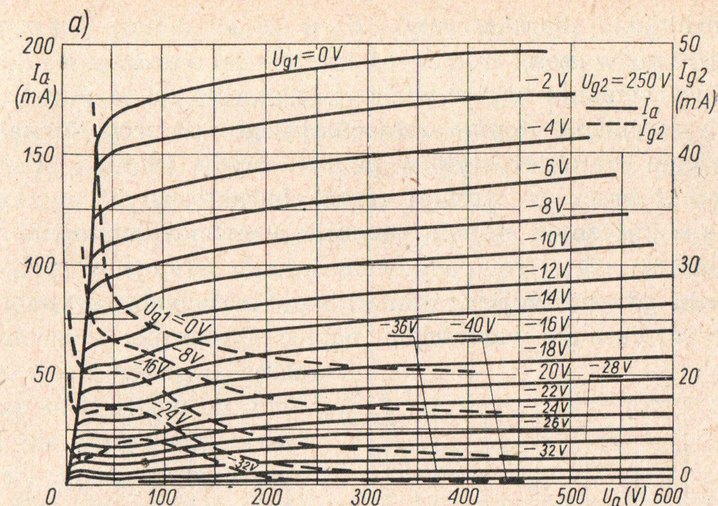


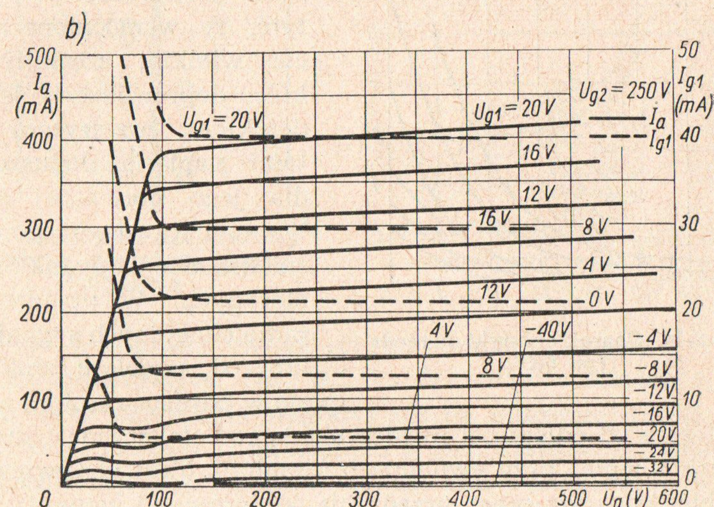
Rys. 8-11. Pentoda nadawcza chłodzona naturalnie powietrzem Г-425

Rys. 8-12. Pentoda nadawcza fał krótkich ГУ-80

÷0,005 pF) niż w tetrodach. Dzięki temu maksymalne stabilne wzmocnienie stopnia zwiększa się i istnieje możliwość wzmacniania jeszcze większych częstotliwości niż w tetrodach. Obecnie zwykłe tetrody wyszły już z użycia.

Pentody wielkiej częstotliwości mogą również być stosowane do wzmacniania małych częstotliwości. Zalety ich, w porównaniu z triodami, polegają na praktycznej możliwości otrzymania dużego wzmocnienia i bardzo małej wartości pojemności C_{as1}.





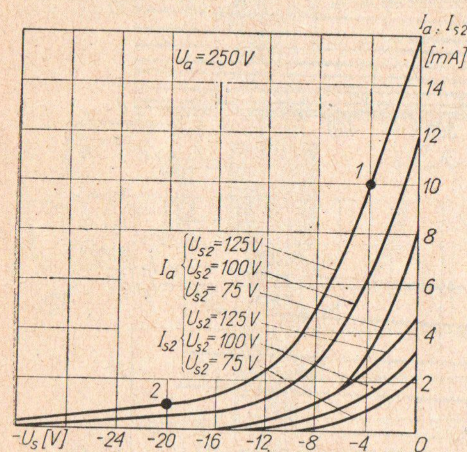
Rys. 8-13. Charakterystyki pentody 6L6

8.6. PENTODY O REGULOWANYM NACHYLENIU

Szeroko rozpowszechniły się pentody wielkiej częstotliwości o wydłużonej charakterystyce anodowo-siatkowej. Charakterystyki takiej pentody (typu 6K7) wyróżniają się długim pochyłym odcinkiem (dolnym), co widać na rys. 8-14.

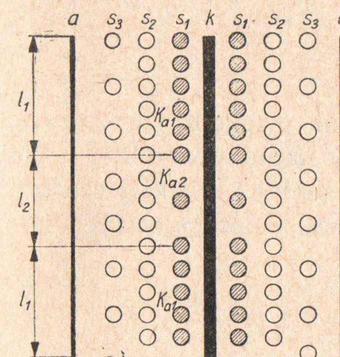
Nachylenie charakterystyki S_a w części dolnej jest znacznie mniejsze niż w części środkowej, która stromo podnosi się do góry. Przy wzmacnianiu napięć wielkiej częstotliwości za pomocą pentody wzmocnienie stopnia wzmacniającego jest proporcjonalne do nachylenia charakterystyki w punkcie pracy. Dlatego, przesuwając punkt pracy ze stromej części charakterystyki na pochyłą, można w znacznym stopniu zmieniać wzmocnienie stopnia.

Potrzeba takiej regulacji wzmocnienia istnieje w tych przypadkach, gdy na wejście wzmacniacza przychodzą sygnały, wyraźnie różniące się wartościami napięć. Odbiornik, wzmacniający słabe sygnały stacji odległych, po nastrojeniu na silną stację znajdującą się blisko będzie przeciążony. Przeciążenie odbiornika polega na tym, że wzmocnione napięcie wielkiej częstotliwości, które doprowadzone jest do detektora, przewyższa wartości napięcia dopuszczalne dla jego normalnej pracy. W wyniku tego powstają zniekształcenia sygnałów odbieranych. W urządzeniach radiolokacyjnych sygnały odbite od samolotu zmieniają się w bardzo szerokim zakresie zależnie od odległości między stacją radiolokacyjną i samolotem, jak również przy ewolucjach samolotu. Taki nierównomierny odbiór pogarsza pracę urządzenia odbiorczego i utrudnia pracę operatorom. Dlatego w celu usunięcia przeciążenia odbiornika, przy zbyt silnych sygnałach należy na wejściu zmniejszyć wzmocnienie stopni wielkiej częstotliwości.

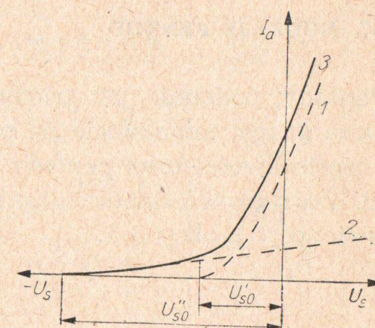


Rys. 8-14. Charakterystyki pentody typu 6K7

Pentody o wydłużonej charakterystyce pozwalają w prosty sposób uzyskać automatyczną regulację wzmocnienia (*ARW*), tzn. automatyczne zmniejszenie wzmocnienia przy nadmiernym wzroście sygnału na wejściu. Napięcie sygnału po wzmocnieniu i detekcji podaje się jeszcze na specjalny filtr i otrzymuje się napięcie stałe, proporcjonalne do natężenia sygnału przychodzącego, które swoim minusem podaje się na siatkę lampy. Przy sygnale słabym napięcie to jest nieduże, dlatego punkt pracy *1* (rys. 8-14) znajduje się na stromej części charakterystyki i wzmocnienie jest maksymalne. Przy silnym sygnale napięcie ujemne jest duże, punkt pracy przesuwa się na dolną (lekko pochyłą) część charakterystyki (punkt *2*), gdzie nachylenie jej jest małe, wskutek tego wzmocnienie stopnia wzmacniacza zmniejsza się. W rezultacie na wyjściu odbiornika różnice w natężeniu sygnałów są znacznie mniejsze niż na wejściu.



Rys. 8-15. Schemat budowy pentody z wydłużoną charakterystyką



Rys. 8-16. Sposób wykreślenia charakterystyki wydłużonej

Na rys. 8-15 przedstawiono schemat budowy pentody o wydłużonej charakterystyce. Na odcinku l_2 siatka sterująca s_1 jest rzadsza (skok nawinięcia większy) niż na pozostałej części. Dlatego przechwyt siatki s_1 na odcinku l_2 jest większy, a współczynnik amplifikacji jest mniejszy niż na obu odcinkach l_1, to jest

$$K_{a2} < K_{a1}$$

Nachylenie charakterystyki S_{a2} na odcinku l_2, jest mniejsze od nachylenia charakterystyki S_{a1} na odcinkach l_1, ponieważ jest ono proporcjonalne do długości odcinka, a $l_1 > l_2$.

Lampa składa się jak gdyby z dwóch części, połączonych ze sobą równolegle, które mają różne parametry.

Charakterystyka jednej części lampy (na obu odcinkach l_1) ma stosunkowo duże nachylnie charakterystyki S_{a1} (krzywa *1* na ry-

sunku 8-16) i jest przesunięta w lewo o wartość napięcia odcięcia.

Charakterystyka drugiej części lampy (odcinek l_2) ma małe nachylenie charakterystyki S_{a2} (krzywa *2*) i jest przesunięta w lewo o wartość U''_{s0} większą od U'_{s0}

$$U''_{s0} = -\frac{U_{s2}}{K_{a2}}$$

Charakterystyka prądu anody całej lampy (krzywa *3*) jest wypadkową krzywych *1* i *2*.

8.7. RODZAJE PENTOD

Pentody, podobnie jak triody, można podzielić na cztery zasadnicze grupy, mianowicie na pentody napięciowe małej i wielkiej częstotliwości oraz pentody mocy małej i wielkiej częstotliwości. Podstawowe dane charakterystyczne dotyczące tych lamp zestawiono w tablicy 8-1.

9. LAMPY WIELOSIATKOWE

9.1. UWAGI OGÓLNE

Do lamp wielosiatkowych do przemiany częstotliwości zaliczamy lampy czterosiatkowe — heksody, pięciosiatkowe — heptody albo pentagridy oraz sześciosiatkowe — oktody. Przy rozpatrywaniu konstrukcji i charakterystyk tych lamp można podzielić je na dwie grupy:

1) lampy mieszające stosowane w zasadzie w stopniach przemiany radioodbiorników jedynie do mieszania dwóch częstotliwości, przy czym częstotliwość pomocnicza (lokalna) jest wytwarzana przez generator lokalny (heterodynę), który posiada oddzielną lampę;

2) lampy przemiany, które dają zarówno mieszanie jak i wytwarzanie częstotliwości lokalnej i w ten sposób zastępują lampę mieszającą i lampę heterodyny (generacyjną).

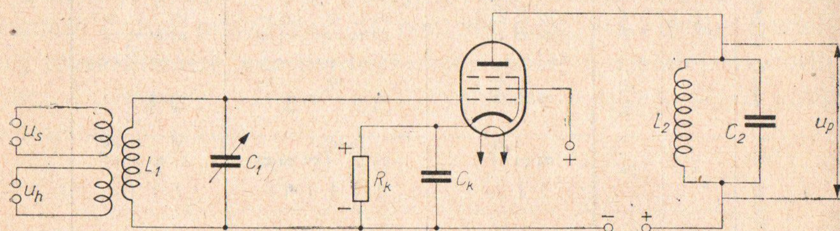
Tablica 8-1. Dane charakterystyczne dotyczące typowych pentod małej mocy

Oznaczenie		Przeznaczenie	$U_ż$	$I_ż$	U_a	U_{s2}	U_{s1}	I_a	I_{s2}	S_a	ϱ_a	K_{s2}	C_{s1}	C_a	C_{as1}	P_{ad}
europejskie	amerykańskie		V	A	V	V	V	mA	mA	mA/V	kΩ	–	pF	pF	pF	W
RF 86	6267	Wzmacniacze napięciowe małej częstotliwości	6,3	0,2	250	140	− 2	3	0,6	2,0	2500	38	3,8	5,3	0,05	1
E 80 F	6084		6,3	0,3	250	100	− 2	3	0,65	1,85	1500	25	5,0	7,3	0,025	1,3
DAF 96	1 AH 5		1,4	0,025	67,5	67,5	− 1,5	0,17	0,055	0,17		16	1,8	2,7	0,3	0,03
EF 80	6 BX 6	Wzmacniacze napięciowe wielkiej częstotliwości	6,3	0,3	170	170	− 2	10	2,5	7,4	500	50	7,5	3,3	0,007	2,5
PCF 82	9 U 8		9	0,3	170	110	− 0,9	10	3,3	5,5	400	32	5,2	2,6	0,01	2
—	5840		6,3	0,15	100	100	− 1,5	7,5	2,4	5,0	230		4,0	1,9	0,03	1,1
EF 89	6 DA 6		6,3	0,2	250	100	− 2	9	3	3,6	900	21	5,5	5,1	0,002	2,25
EF 85	6 BY 7		6,3	0,3	250	100	− 2	10	2,5	6,0	600	26	6,9	3,2	0,007	2,5
DF 97	1 AN 7		1,4	0,025	85	62	0	1,7	0,7	0,94	450	20	3,7	7,5	0,01	0,25
EL 84	6 BQ 5	Wzmacniacze małej częstotliwości	6,3	0,76	250	250	− 7,3	48	5,5	11,3	38	19	10,8	6,5	0,5	12
PCL 82	16 A 8		16	0,3	200	200	−16	35	7	6,4	20	9,5	9,3	8,0	0.3	7
EL 34	6 CA 7		6,3	1,5	250	250	−13,5	100	14,9	11	15	11	15,2	8,4	1,1	27,5
DL 96	3 C 4		1,4	0,0050	85	85	− 5,2	5	0,9	1,4	150	7	4,9	4,8	0,4	0,6

Stopień przemiany częstotliwości w odbiornikach służy do przekształcania sygnału w.cz. w drgania niższej częstotliwości, tzw. częstotliwości pośredniej.

Częstotliwość pośrednia równa jest różnicy częstotliwości sygnału odbieranego, częstotliwości generatora lokalnego (heterodyny) lub na odwrót. Główne wzmocnienie drgań w odbiorniku odbywa się na częstotliwości pośredniej.

Stopień przemiany częstotliwości składa się z trzech zasadniczych części: mieszacza, w którym następuje proces zmieszania napięć wielkich częstotliwości (sygnału odbieranego i heterodyny); heterodyny, czyli generatora samowzbudnego małych mocy, którego częstotliwość jest różna od częstotliwości sygnału odbieranego; obwodu drgań, w którym wydzielony jest sygnał częstotliwości pośredniej.



Rys. 9-1. Schemat prostego układu przemiany częstotliwości, zbudowanego na pentodzie

Stopień przemiany częstotliwości może być zbudowany na zwykłych lampach (diodach, triodach i pentodach) lub na specjalnych wieloelektrodowych lampach przemiany i mieszających.

Lampami mieszającymi nazywa się takie lampy, w których następuje jedynie zmieszanie napięć wielkiej częstotliwości sygnału odbieranego i generatora lokalnego, który w tym przypadku zbudowany jest na oddzielnej lampie.

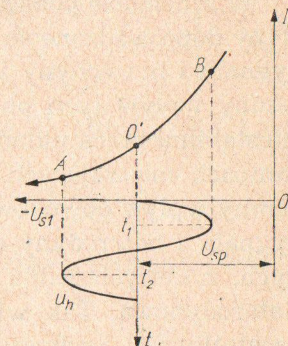
W lampach przemiany częstotliwości następuje nie tylko zmieszanie napięć sygnału odbieranego i heterodyny, lecz również generowane są drgania o częstotliwości heterodyny, tzn. jedna lampa przemiany częstotliwości zastępuje dwie lampy: mieszającą i heterodynową.

Przy prostym stopniu przemiany częstotliwości, zbudowanym na pentodzie (rys. 9-1), do siatki doprowadza się sumaryczne na-

pięcie sygnału u_s i heterodyny u_h. Jak wiadomo, przy sumowaniu napięć o różnych częstotliwościach następuje dudnienie charakteryzujące się tym, że amplituda wypadkowego napięcia wielkiej częstotliwości zmienia się wraz z częstotliwością pośrednią (f_h-f_s).

W wyniku detekcji, odbywającej się zwykle w obwodzie anody na skutek nieliniowości charakterystyki anodowo-siatkowej, prąd anody będzie zawierał składową zmienną pośredniej częstotliwości, która wytwarza w obwodzie rezonansowym, włączonym w obwód anody, napięcie pośredniej częstotliwości.

Ażeby zrozumieć działanie lamp wieloelektrodowych, wygodniej jest rozpatrywać napięcie heterodyny jako zmienne napięcie polaryzacji, wywołujące zmiany nachylenia charakterystyki. Jeżeli w czasie, gdy nie ma napięcia sygnału, podać na siatkę sterującą napięcie zmienne u_h otrzymane z heterodyny i przez dobór odpowiedniego stałego ujemnego napięcia polaryzacji U_{sp} ustalić punkt pracy O' (rys. 9-2) na dolnym zakrzywieniu charakterystyki $I_a = f(U_{s1})$, to nachylenie charakterystyki $S_a = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_{s1}}$ będzie się zmieniało wraz z częstotliwością napięcia heterodyny. Na przykład w czasie t_1 (punkt B) nachylenie charakterystyki będzie największe, a w czasie t_2 (punkt A) — najmniejsze. Jeżeli teraz jednocześnie z napięciem u_h doprowadzić do siatki sterującej napięcie sygnału u_s, to, jak wykazuje analiza matematyczna, na skutek okresowej zmiany nachylenia charakterystyki S_a wraz z częstotliwością napięcia heterodyny f_h, przy częstotliwości napięcia sygnału f_s, w prądzie anody pojawi się składowa zmienna o częstotliwości pośredniej w postaci



Rys. 9-2. Zmiana nachylenia charakterystyki $I_a = f(U_{s1})$ wraz z częstotliwością zmian napięcia heterodyny

$$f_p = f_h - f_s$$

w przypadku gdy $f_h > f_s$ lub w postaci

$$f_p = f_s - f_h$$

w przypadku gdy $f_h < f_s$.

Oprócz składowej o częstotliwości pośredniej prąd anody będzie zawierał szereg składowych o innych częstotliwościach, na przykład f_s, f_h, f_s+f_h itd. Ponieważ obciążeniem obwodu anody jest obwód rezonansowy, nastrojony na częstotliwość pośrednią, to wydzieli się w nim tylko napięcie u_p o częstotliwości pośredniej. Dla wszystkich pozostałych częstotliwości obwód rezonansowy przedstawia małą oporność i składowe zmienne prądu anody tych częstotliwości nie wytworzą w obwodzie znacznego napięcia.

W schemacie pokazanym na rys. 9-1 napięcia sygnału i heterodyny doprowadzone są do jednej siatki, dlatego między obwodami sygnału i heterodyny istnieje silne sprzężenie, co wywołuje wzajemny wpływ tych obwodów. Następstwem tego sprzężenia jest niestabilna praca układu przemiany częstotliwości. W specjalnych lampach mieszających i lampach przemiany częstotliwości wzajemny wpływ obwodów jest znacznie mniejszy, ponieważ napięcie sygnału i heterodyny doprowadza się do różnych siatek sterujących, z których jedna nazywa się siatką sygnałową, a druga — heterodynową. Tak więc w lampach mieszających i przemiany częstotliwości wykorzystuje się sposób podwójnego sterowania prądem anody za pomocą dwóch siatek sterujących.

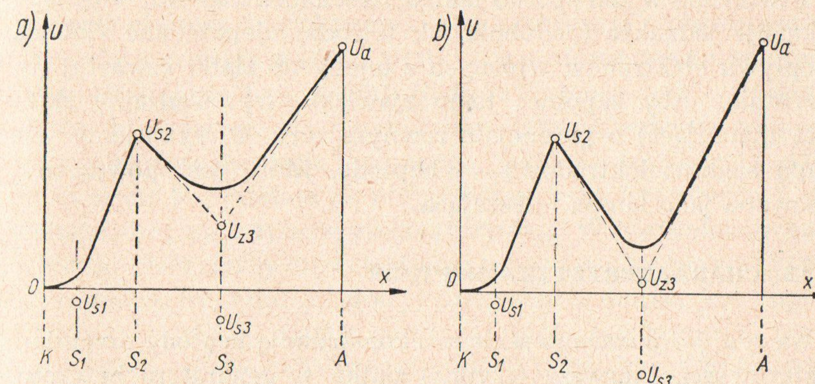
9.2. ZASADA PODWÓJNEGO ODDZIAŁYWANIA NA PRĄD ANODY

Jeżeli w pentodzie siatce trzeciej udzielimy ujemnego napięcia, to rozkład potencjału w obszarze między siatką drugą i anodą ulegnie zmianie (rys. 9-3 *b*). Napięcie zastępcze siatki trzeciej U_{s3} zmniejszy się, a zatem elektrony wpadające do tego obszaru natrafią na pole hamujące silniejsze niż w warunkach przedstawionych na rys. 9-3 *a*.

Zakładając ujemne napięcie siatki trzeciej dostatecznie duże, to pole hamujące wytworzone w obszarze między siatką drugą i trzecią spowoduje zawracanie pewnej części elektronów do siatki drugiej. Prąd siatki drugiej zwiększy się, prąd anody zaś odpowiednio zmaleje. Im niższy jest potencjał siatki trzeciej, tym większa część elektronów zawraca do siatki drugiej i tym mniejszy będzie prąd anody.

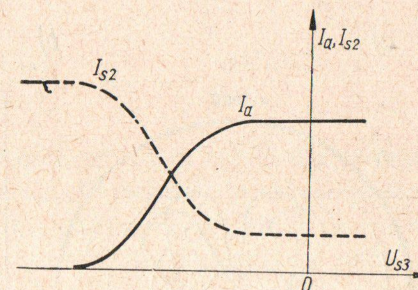
Charakterystykę $I_a(U_{s3})$, tj. zależność prądu anody od napięcia siatki trzeciej, przedstawiono na rys. 9-4. Zgodnie z poprzednimi

rozważaniami przy niewielkich ujemnych wartościach napięcia U_{s3} rozdział prądów w lampie nie ulega zmianie. Dopiero po przekroczeniu pewnej wartości napięcia U_{s3} prąd anody zaczyna się



Rys. 9-3. Rozkład potencjału w pentodzie przy ujemnym potencjale siatki trzeciej: *a)* małym, *b)* dużym

zmniejszać. Przy dostatecznie dużym ujemnym napięciu tej siatki prąd I_a staje się równy zeru. Wszystkie elektrony są teraz zawracane do siatki drugiej. Charakterystyka prądu I_{s2} w funkcji napięcia U_{s3} jest zwierciadlanym odbiciem charakterystyki $I_a(U_{s3})$, a to dlatego, że potencjał siatki trzeciej praktycznie nie wpływa na natężenie prądu katody, wobec czego suma I_a+I_{s2} pozostaje stała.



Rys. 9-4. Przebieg zależności prądów I_a oraz I_{s2} od napięcia siatki trzeciej w pentodzie

Pentoda jako lampa z podwójnym sterowaniem nie ma wielkiego zastosowania z powodu małej oporności.

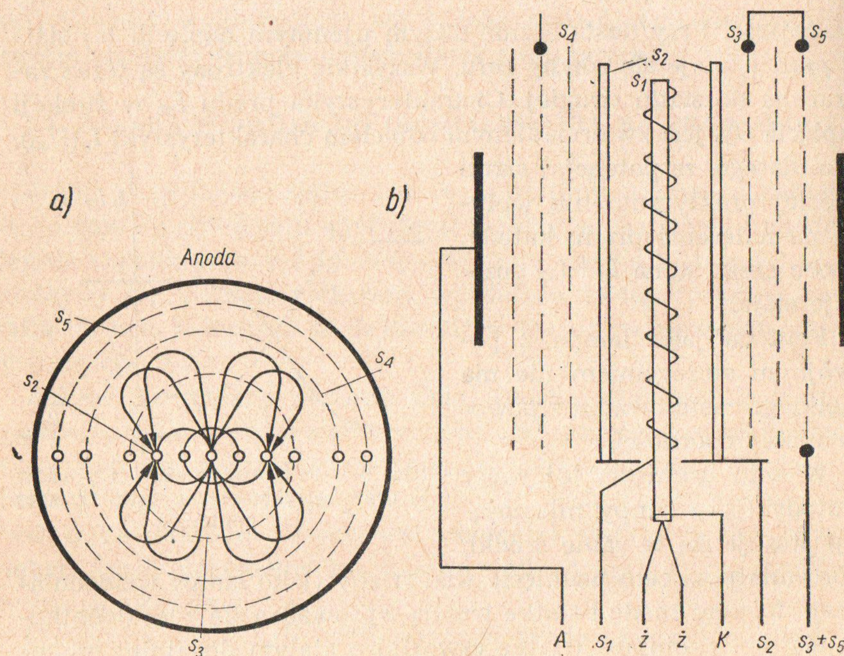
W celu usunięcia tej wady pentody (jako lampy mieszającej) stosuje się te same środki, które miały na celu usunięcie wad triody (jako lampy wzmacniającej). Między anodę i siatkę trzecią wprowadza się więc dodatkową siatkę ekranującą (siatkę czwartą) o stałym dodatnim potencjale. Podobnie jak siatka druga w tetrodzie zmniejsza ona szkod-

liwą pojemność C_{as3}, a także zmniejsza oddziaływanie anody na ilość dopływających do niej elektronów, tzn. zwiększa oporność wewnętrzną lampy.

Utworzona w ten sposób lampa sześcioelektrodowa — heksoda wykazuje jednakże (podobnie jak tetroda) niepożądane zjawisko przepływu elektronów wtórnych z anody do siatki czwartej (lub odwrotnie). Aby zapobiec temu zjawisku, wprowadzamy siatkę piątą (hamującą) o potencjale równym zeru. Otrzymujemy więc lampę siedmioelektrodową — heptodę, która jest powszechnie stosowana jako lampa mieszająca.

9.3. CHARAKTERYSTYKA HEPTODY

Na rys. 9-5 pokazano szkicowo konstrukcję heptody przemiany częstotliwości. Pierwsza (czynna) siatka s_1 generatora heterodyny posiada doprowadzenie od dołu przez cokół lampy. „Siatka" druga s_2 (anoda generatora heterodynowego) nie posiada żadnych



Rys. 9-5. Heptoda

żeberek: są to bowiem dwa pionowe pręciki; powierzchnia pręcików jest wystarczająca do otrzymywania potrzebnego natężenia prądu w obwodzie anodowym generatora heterodynowego, gdyż pręciki te przejmują elektrony nie tylko z prądu I_k, lecz w głównej mierze również te elektrony, które powracają z obszaru między trzecią a czwartą siatką i przelatują podczas swego powrotu przez siatkę trzecią (rys. 9-5 *a*). Budowa drugiej siatki w postaci pręcików bez żeberek ma na celu zmniejszenie wpływu na prąd anodowy heptody napięcia zmiennego, jakie na tej siatce występuje; napięcie to powstaje na niej podczas pracy heterodyny i ma przeciwną fazę niż napięcie siatki pierwszej. W kierunku prostopadłym do płaszczyzny przechodzącej przez pręciki ruch elektronów stanowiących prąd anodowy, praktycznie biorąc, jest zupełnie niezależny od U_{s2}. Siatka trzecia s_3 i piąta s_5 (ekranowe) mają jedno wspólne doprowadzenie w cokole, przez które przechodzi również doprowadzenie anody. Siatka czwarta (czynna, sygnałowa) posiada zazwyczaj zmienny skok, tak iż charakterystyki (I_a, U_{s4}) otrzymują długi początkowy „ogon" o niewielkim nachyleniu. Doprowadzenie siatki czwartej przechodzi przez wierzch bańki.

Dla części triodowej heptody, podobnie jak dla każdej triody, mamy parametry (przy niezmiennych pozostałych wielkościach napięć lub prądów)·

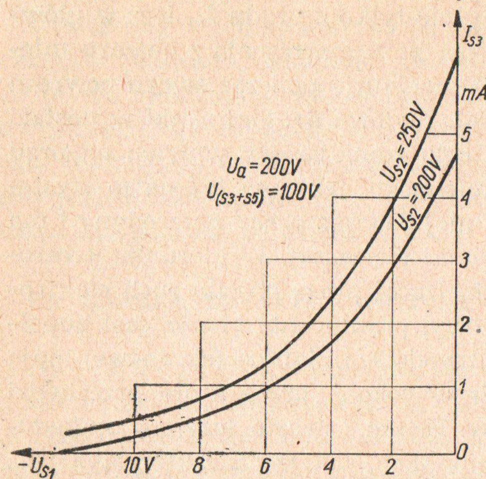
$$S_{s2} = \left(\frac{\Delta I_{s2}}{\Delta U_{s1}}\right); \quad \varrho_{s2} = \left(\frac{\Delta U_{s2}}{\Delta I_{s2}}\right); \quad K_{s2} = -\left(\frac{\Delta U_{s2}}{\Delta U_{s1}}\right)$$

z których najważniejsze dla pracy heterodyny, a zatem dla całego stopnia przemiany, jest nachylenie S_{s2}. Parametry te określają się z charakterystyk statycznych (I_{s2}, U_{s1}), zdjętych dla różnych wartości U_{s2}. Na rys. 9-6 przedstawiono takie charakterystyki heptody przemiany 6A8. Parametry statyczne części tetrodowej są następujące

$$S_{a4} = \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_{s4}}\right); \quad \varrho_{a4} = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\right); \quad K_{a4} = -\left(\frac{\Delta U_a}{\Delta U_{s4}}\right) = S_{a4}\varrho_a$$

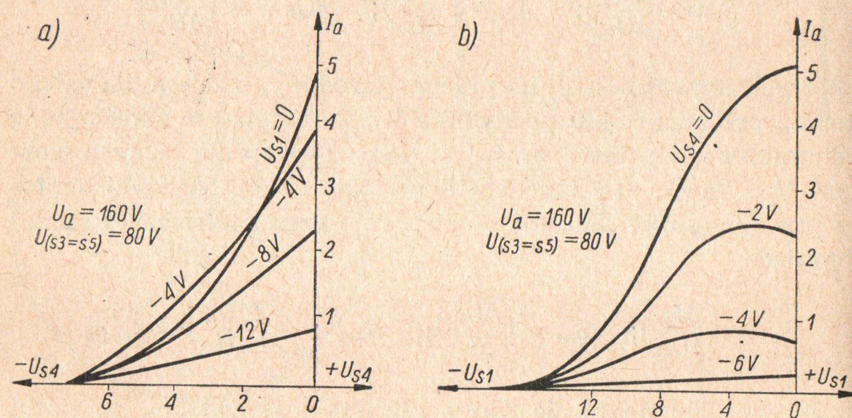
Ze względu na to, że siatka czwarta jest podobna do siatki w lampie o zmiennym nachyleniu, parametry te zależą od napięcia

polaryzacji U_{s4} i podobnie jak w każdej lampie mieszającej zależą od napięcia siatki pierwszej (heterodynowej). Zależność S_{a4} od U_{s1} wyraźnie wynika z charakterystyk (I_a, U_{s4}) dla różnych stałych U_{s1}; charakterystyki te są podstawową rodziną krzywych dla heptody przemiany (rys. 9-7 *a*).



Rys. 9-6. Typowe charakterystyki heptody

Ponieważ siatka czwarta pracuje jako siatka czynna, na którą wchodzi sygnał, przeto w heptodzie przemiany ważną jest rzeczą, aby wartość nachylenia S_{a4} była możliwie duża; zwiększenie S_{a4} można uzyskać przez wytworzenie katody pozornej w obszarze między siatką trzecią a czwartą. Dlatego odległość między siatkami oraz przechwyt siatki czwartej na ogół dobiera się w taki sposób, aby dla punktu pracy heptody przemiany tworzyła się katoda pozorna, jak to wynika z przecinających się charakterystyk heptody (2A1), przedstawionych na rys. 9-7 *a*. Wpływ katody pozor-



Rys. 9-7. Charakterystyki lampy 2A1

nej w tych lampach odbija się również na charakterystykach (I_a, U_{s1}). Mianowicie prąd anodowy (rys. 9-7 *b*), który rośnie ze zmniejszeniem ujemnego napięcia U_{s1}, zaczyna maleć począwszy od pewnej wartości U_{s1}, której odpowiada gęstość prądu I_k dostateczna do powstania katody pozornej; dlatego charakterystyki (I_a, U_{s1}) zdejmowane przy ujemnych napięciach U_{s4} często posiadają wyraźne maksimum prądu.

9.4. OKTODA

Analiza pracy heptody przemiany wykazuje, że ten typ lamp przemiany posiada następujące wady:

1) część tetrodowa lampy posiada stosunkowo niewielką oporność wewnętrzną, co odbija się niekorzystnie na obwodach rezonansowych, na które lampa pracuje,

2) potencjał siatki czwartej (sygnałowej) wywiera wpływ na prąd siatki drugiej (anody heterodyny),

3) obwód odbiorczy w czwartej siatce sprzęga się z obwodem generatora heterodynowego przez pojemność między siatką czwartą a ładunkiem przestrzennym, który się tworzy przed tą siatką i tętni z częstotliwością heterodyny.

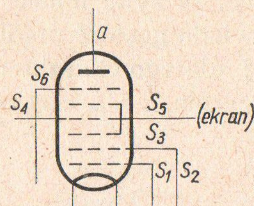
Ulepszeniem heptody przemiany (z zachowaniem wszystkich jej funkcji: generacji częstotliwości oraz mieszania dwóch częstotliwości z wydzieleniem częstotliwości pośredniej) jest lampa sześcioelektrodowa — oktoda.

W oktodzie, w porównaniu z heptodą przemiany, została dodana jeszcze szósta siatka, umieszczona w pobliżu anody i połączona z katodą wewnątrz lampy, tzw. siatka zerowa (rysunek 9-8).

Obecność tej siatki przekształca część tetrodową lampy mieszającej w pentodę, co, jak wiemy, polepsza jakość lampy: oporność wewnętrzna lampy wzrasta, usunięcie efektu emisji wtórnej zmniejsza szumy własne lampy; ponadto można tu obniżać napięcie pracy anody, gdyż może się ono zbliżyć do napięcia siatki ekranowej.

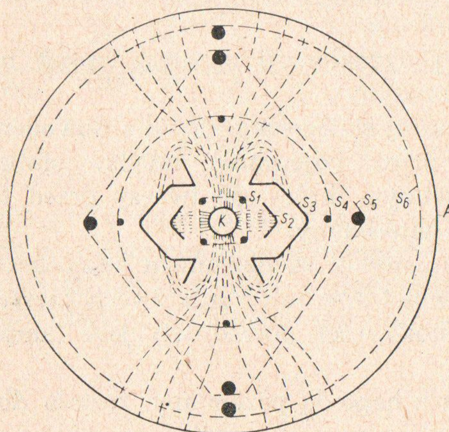
W celu zmniejszenia szkodliwego oddziaływania obwodu odbiorczego na heterodynę, w oktodzie typu EK3 zastosowano specjalną konstrukcję siatek, która umożliwia na podstawie zasad

optyki elektronowej oddzielenie strumienia układu heterodynowego od strumienia układu mieszającego.



Rys. 9-8. Symbol oktody

Siatka pierwsza s_1 kształtu kwadratowego rozdziela za pomocą poprzeczek umieszczonych w rogach kwadratu strumień elektronowy z katody na cztery części (rys. 9-9). Dwa z tych dochodzą do anody heterodynowej (s_2) wykonanej w kształcie dwóch wygię-

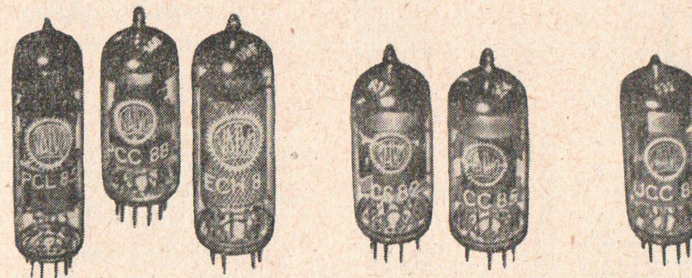


Rys. 9-9. Układ elektrod oktody EK3

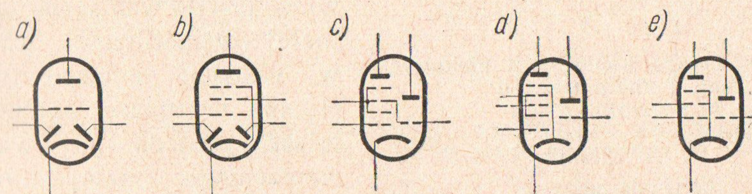
tych płytek. Siatka ekranowa s_3 jest zastąpiona przez dwie elektrody o specjalnym kształcie, które zostawiają wolne przejście dla dwóch pozostałych strumieni (prostopadłych do pierwszych). Każdy z tych dwóch strumieni dzięki dwom poprzeczkom, siatki czynnej s_4 dzieli się na dwie części i przez siatki s_4, s_5 i s_6 dochodzi do anody. Dzięki odchyleniu towarzyszącemu temu rozdziałowi elektrody zahamowane przez czwartą siatkę będą wracały do ekranów s_3, jak to przedstawia rysunek i nie będą dochodziły do anody heterodynowej s_2. Dlatego siatka czwarta nie będzie wpływała zmianami swego potencjału na prąd anodowy i na częstotliwość heterodyny.

10. LAMPY ZŁOŻONE

We współczesnej aparaturze szeroko wykorzystuje się lampy kombinowane, w których w jednej bańce umieszczone są dwie, a niekiedy trzy lub cztery zespoły elektrod, tworzących poszczególne lampy. Zastosowanie takich lamp zmniejsza wymiary aparatury i upraszcza jej montaż. Na oznaczeniach umownych lamp kombinowanych dla prostoty podaje się często tylko jeden grzej-



Rys. 10-1. Lampy kombinowane

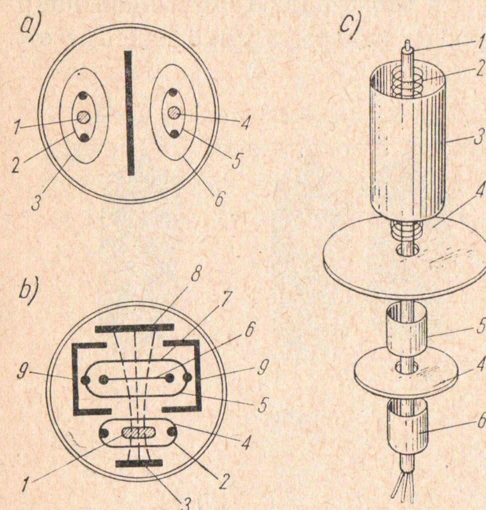


Rys. 10-2. Umowne oznaczenia różnych kombinowanych lamp elektronowych: *a)* podwójna dioda-trioda, *b)* podwójna dioda-pentoda, *c)* trioda-heksoda, *d)* trioda-heptoda, *e)* trioda-pentoda

nik i jedną katodę. W wielu lampach, szczególnie przeznaczonych do pracy na wielkich częstotliwościach, umieszcza się ekrany oddzielające poszczególne zespoły elektrod i usuwające szkodliwe sprzężenia między nimi (rys. 10-1 i 10-2).

W istocie możliwe są najbardziej różnorodne kombinacje lamp w jednej wspólnej bańce. Trioda z diodami tworzy kombinację diod, wykorzystywanych przede wszystkim dla detekcji, i triody wzmacniającej zwykle drgania małej częstotliwości.

Trioda heksoda (rys. 10-2 *c*) i trioda heptoda (rys. 10-2 *d*) są lampami używanymi do przemiany częstotliwości. Trioda wykorzystywana jest w układzie heterodyny, zaś heksoda lub heptoda służy jako lampa mieszająca. Zaletą takich lamp, w porównaniu z rozpatrzonymi wyżej lampami do przemiany częstotliwości, jest obecność oddzielnych strumieni elektronowych w heterodynowej i mieszającej części lampy. Zapewnia to bardziej stabilną pracę heterodyny i pozwala uzyskać większą wartość nachylenia przemiany. Obecnie produkowane są miniaturowe triody-heptody typu 611P ze wspólnym wyprowadzeniem katod.



Rys. 10-3. Zasada konstrukcji niektórych lamp kombinowanych:
a) podwójna dioda
(*1* i *4* — katody, *2* i *5* — siatki, *3* i *6* — anody, *7* — ekran)
b) trioda-heksoda
(*1* — katoda, *2* i *3* — siatka i anoda triody, *4, 5, 6, 7* i *8* — siatki i anoda heksody, *9* — ekrany)
c) podwójna dioda-trioda
(*1* — katoda, *2* i *3* — siatka i anoda triody, *5* i *6* — anody diod, *4* — ekrany)

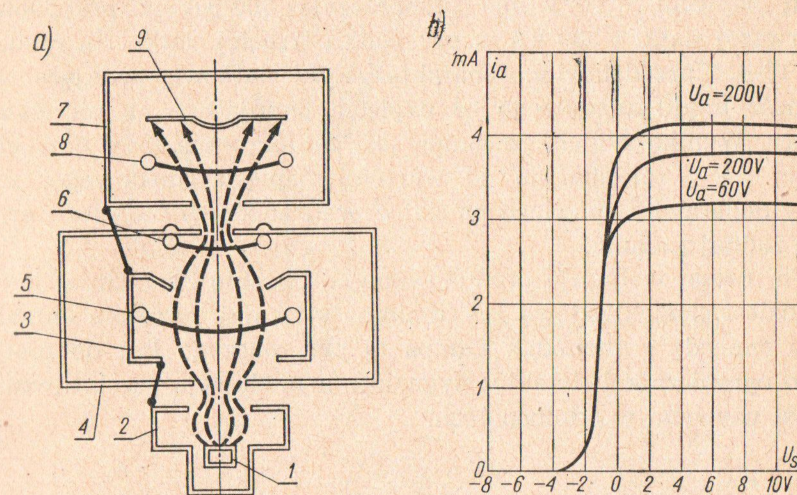
Trioda-pentoda (rys. 10-2 *e*) znajduje bardzo wszechstronne zastosowanie. Trioda wykorzystywana jest do wzmacniacza małej częstotliwości lub w układzie heterodyny stopnia przemiany, natomiast pentoda — we wzmacniaczu małej lub pośredniej częstotliwości lub w mieszaczu. Mogą być również inne przypadki wykorzystania tej lampy. Produkowana obecnie trioda-pentoda typu 6F1P ma oddzielne wyprowadzenia od katod. Zastosowanie tej lampy w układzie przemiany częstotliwości umożliwia uzyskanie nachylenia rzędu $S_p = 2$ mA/V.

Wykonanie konstrukcyjne elektrod lamp kombinowanych może być bardzo różnorodne. Często spotykana jest konstrukcja w postaci oddzielnych zespołów elektrod, oddzielonych ekranem (rys. 10-3 *a*). W niektórych typach lamp katoda jest wspólna, przy

czym strumienie elektronów, wychodzące z różnych części katody, wykorzystywane są w poszczególnych układach elektrod, co wynika z rys. 10-3 *b*.

Możliwe jest również ustawienie wzdłuż wspólnej katody zespołów elektrod, oddzielonych ekranami (rys. 10-3 c).

Nową lampą odbiorczo-wzmacniającą jest lampa strumieniowa z podwójnym sterowaniem typu 6A3P. Przeznaczona jest ona przede wszystkim dla układów ograniczników amplitudy, detek-



Rys. 10-4. Budowa lampy strumieniowej z podwójnym sterowaniem (*a*) i jej charakterystyki siatkowe prądu anodowego (*b*)

torów sygnałów z modulacją częstotliwości i fazy oraz stopni porównywania impulsów w układach elektronicznych maszyn liczących.

Schematycznie przekrój poprzeczny układu elektrodowego lampy typu 6A3P jest przedstawiony na rys. 10-4 *a*. Katoda *1* lampy znajduje się wewnątrz pierwszej elektrody ogniskującej *2*, która elektrycznie jest również połączona z drugą elektrodą ogniskującą *3* i ekranem anody 7. Na wszystkich tych elektrodach panuje potencjał katody, przy czym mają one wspólne wyprowadzenie. Główną prędkość elektrony uzyskują na skutek działania elektrody przyśpieszającej *4*, z którą połączona jest siatka (druga) ekranująca *6*. Pierwsza siatka sterująca 5 umieszczona jest we-

wnątrz drugiej elektrody ogniskującej, zaś druga siatka sterująca 8, będąca trzecią, licząc od katody, znajduje się przed anodą 9 i łącznie z nią otoczona jest ekranem 7. Napięcie anody, przyspieszacza i siatki ekranującej jest rzędu 75 V.

Cały zestaw elektrod kształtuje strumień elektronów w postaci wiązki (promienia), który pada częściowo na anodę, a częściowo na siatkę ekranującą. Przy tym na siatki sterujące trafia bardzo mała ilość elektronów. Prądy tych siatek nawet przy panującym na nich napięciu +10 V nie przekraczają 500 μA w przypadku pierwszej siatki i 300 μA w przypadku trzeciej siatki. Na rysunku 10-4 *b* przedstawiono charakterystyki siatkowe, podające zależność prądu anodowego od napięcia panującego na pierwszej siatce. Wynika z nich, że lampa jest zablokowana przy napięciu $u_{s1} = -4$ V, niezależnie od wartości napięcia anodowego, zaś przy dodatnich napięciach na siatce prąd anodowy nie ulega prawie żadnej zmianie.

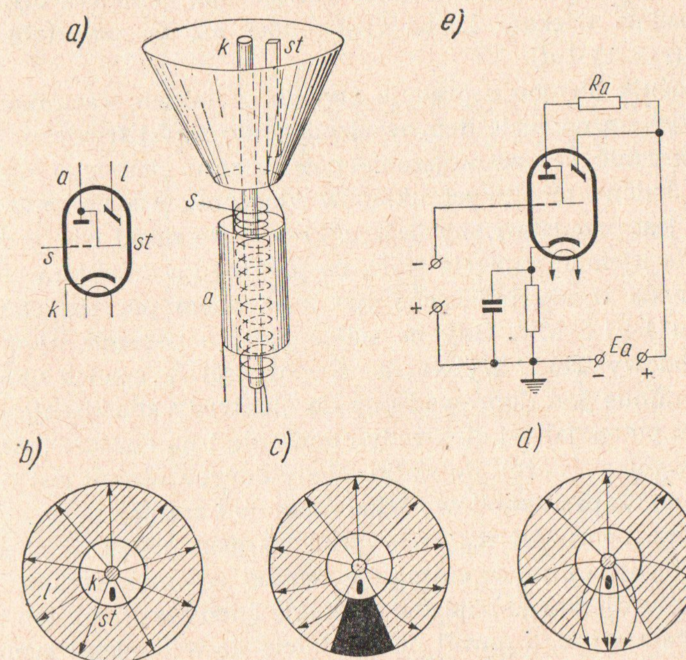
Na uwagę zasługuje produkowana w Europie Zachodniej lampa dziesięcioelektrodowa z siedmioma siatkami, nazwana ennodą (lub enneodą i nonnodą). Lampa ta przeznaczona jest do pracy jako ogranicznik i detektor sygnałów z modulacją częstotliwości i jest używana w odbiornikach.

11. ELEKTRONOWY WSKAŹNIK STROJENIA

Elektronowy wskaźnik strojenia jest złożoną lampą elektronową, w której jeden z zespołów elektrod zaopatrzony jest w ekran luminescencyjny. Na podstawie jasności świecenia tego ekranu można wnioskować o wartości napięcia działającego na lampę. Na rys. 11-1a pokazano zasadę działania jednego z wariantów urządzenia elektronowego wskaźnika strojenia i podano jego oznaczenie na schematach. W jednej bańce umieszczona jest trioda i układ wskaźnikowy, składający się z katody, ekranu i elektrody sterującej. Katoda, jak zwykle, służy do emitowania elektronów. Ekran *E* o kształcie stożkowatym, zwany kraterem, stanowi anodę. Pokryty jest on wewnątrz substancją luminescencyjną (wilemitem Zn_2SiO_4), która pod uderzeniami elektronów daje świe-

cenie zielone. Elektroda sterująca ma postać cienkiego pręcika, który jest połączony z anodą triody.

Zasada działania elektronowego wskaźnika strojenia jest następująca. Między ekranem i katodą istnieje przyspieszające pole elektryczne, które wywiera wpływ na elektrony emitowane przez katodę. Załóżmy, że na elektrodzie sterującej panuje taki potencjał, jaki występowałby w danym obszarze pola, gdyby nie było



Rys. 11-1. Wskaźnik strojenia: *a*) budowa i oznaczenie umowne, *b*), *c*), *d*) świecenie ekranu przy różnych napięciach na elektrodzie sterującej, *e*) włączenie wskaźnika w układ

elektrody sterującej. W takim przypadku elektroda sterująca nie zniekształcałaby struktury pola elektrycznego swą obecnością. Elektrony będą padały równomiernie na całą powierzchnię ekranu, który będzie świecił się równomiernie (rys. 11-1 *b*).

Jeżeli teraz potencjał elektrody sterującej zmaleje, to struktura pola elektrycznego ulegnie zmianie i tory elektronów ulegną zakrzywieniu (rys. 11-1 *c*). Na część ekranu w postaci wycinka

elektrony nie będą padały, wskutek czego wycinek ten nie będzie się świecił. Im mniejsze będzie napięcie na elektrodzie sterującej, tym bardziej będą zakrzywione tory elektronów i tym większy będzie ciemny wycinek ekranu, tj. zwiększy się jego kąt środkowy. Jeżeli natomiast będziemy podnosić potencjał na elektrodzie sterującej, to można uzyskać takie zakrzywienie linii sił pola elektrycznego, że w miejscu ciemnego wycinka, przeciwnie, pojawi się wycinek o większym natężeniu świecenia, ponieważ będzie na niego padała większa liczba elektronów niż na pozostałą część ekranu (rys. 11-1 *d*).

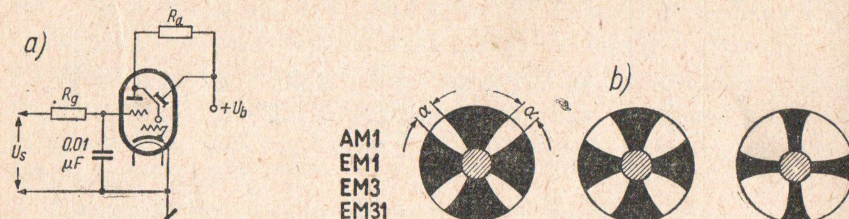
Wskaźnik strojenia pracuje zwykle w takich warunkach, że pod wpływem napięcia doprowadzonego do siatki triody następuje zwiększenie lub zmniejszenie powierzchni ciemnego wycinka ekranu. Jeden z możliwych układów włączenia wskaźnika elektronowego jest przedstawiony na rys. 11-1 *e*. Do siatki triody doprowadza się ujemne napięcie stałe, na przykład z detektora odbiornika. Anoda triody połączona jest z ekranem poprzez oporność R_a rzędu 1÷1,5 MΩ. Gdy na siatce nie ma napięcia ujemnego, prąd anodowy triody wytwarza na oporności R_a spadek napięcia, którego minus jest doprowadzony do elektrody sterującej, wskutek czego potencjał tej elektrody obniża się i na ekranie powstaje ciemny wycinek. Jeżeli do siatki triody doprowadzone jest napięcie ujemne, to prąd anodowy triody maleje i zmniejsza się spadek napięcia na oporności R_a. W wyniku wzrasta potencjał na elektrodzie sterującej, przez co maleje ciemny wycinek ekranu. Przy zwiększeniu ujemnego napięcia na siatce triody wycinek ten może zniknąć całkowicie, a nawet przekształcić się w bardziej jasny niż pozostały ekran, o czym wspomniano wyżej.

W celu wykrywania dodatniego napięcia doprowadzonego do siatki, podaje się na nią pewne początkowe ujemne napięcie polaryzacji, które powoduje powstawanie ciemnego wycinka ekranu o minimalnych rozmiarach. Wówczas, po doprowadzeniu do siatki napięcia dodatniego, powierzchnia tego wycinka będzie się zwiększała. Wynika zatem, że wskaźnik elektronowy umożliwia określanie maksymalnego napięcia doprowadzanego do siatki triody. Z zasady w odbiorniku trioda wskaźnika elektronowego nie wchodzi w zasadniczy trakt wzmocnienia, dlatego odbiornik może pracować również bez wskaźnika. Spotyka się układy, w których

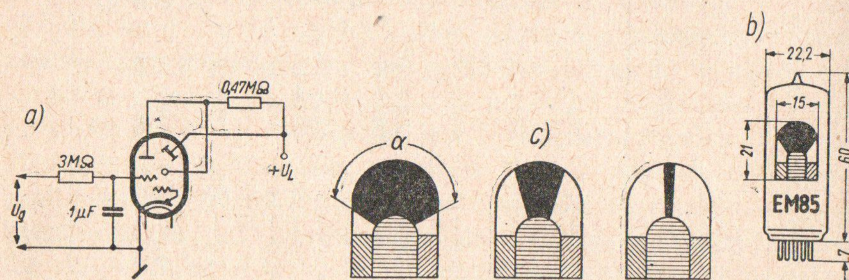
Tablica 11-1. Wskaźniki strojenia

Typ	Firma	$U_ż$	$I_ż$	$U_b = U_l$	R_a	U_s	I_a	I_l	$\alpha°$	R_s	U_a	I_k
		V	A	V	MΩ	V	μA	mA	(mm)	MΩ	V	mA
EM 80 6EI П	eur. ZSRR	6,3 6,3	0,3 0,3	250 165÷300	0,5	−1÷−14	370÷10	2÷2,3 maximum	5÷50	3 3	300	3
EM 81	eur.	6,3	0,3	250 165÷300	0,5	−1÷−10,5	370÷20	2÷2,3 maximum	5÷65	3 3	300	3
EM 84	eur.	6,3	0,27	250 170÷300	0,47	0÷−22	450÷60	1÷1,8 maximum	(21÷0)	3 3	300	3
EM 87	eur.	6,3	0,3	250 250 170÷300	0,1 0,1	0÷−10 0÷−15	2000÷500 2000÷200	1÷1,8 1÷2 maximum	(21÷0) (21÷−1,5)	3 3	300	5
UM 80	eur.	19	0,1	100 170 200 90÷250	0,5 0,5 0,5	−1÷−7 −1÷−12 −1÷−14	180÷10 300÷10 350÷10	2,1÷2,5 4,5÷5,7 5,7÷7 maximum	8÷50 5÷50 4÷50	3 3 3	250	10
UM 81	eur.	19	0,1	200 90÷250	0,5	−1÷−10,5	370÷20	2÷2,3 maximum	0÷65	3	250	3
UM 84 FM 84 PM 84	eur. Phl Lor	12 4,2 5,3	0,1 0,3 0,3	170 220 170÷450	0,47 0,47	0÷−15 0÷−19,5	300÷40 400÷55	0,6÷1,05 0,85÷1,5 maximum	(20÷0) (21÷0)	3 3	250	3

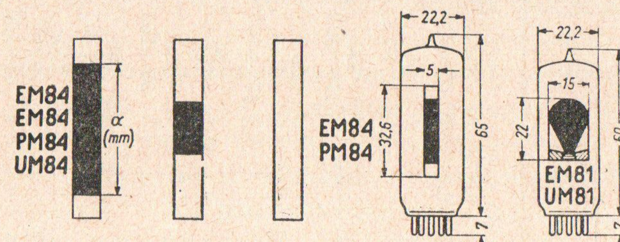
trioda wskaźnika elektronowego wykorzystana jest w pierwszym stopniu wzmocnienia małej częstotliwości odbiornika. Istnieją wskaźniki elektronowe, w których zamiast triody użyta jest pentoda, a także podwójne wskaźniki ze wspólnym ekranem. W tych



Rys. 11-2. Krzyżowy wskaźnik strojenia: *a)* układ, *b)* ekran



Rys. 11-3. Eliptyczny wskaźnik strojenia: *a)* układ, *b)* lampa, *c)* wygląd ekranu



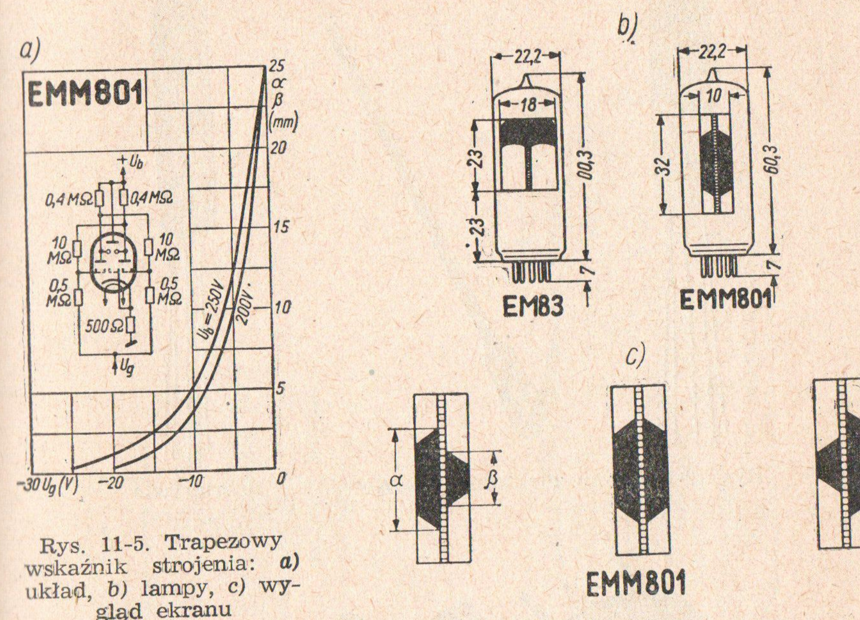
Rys. 11-4. Prostokątny wskaźnik strojenia

ostatnich jedna trioda ma duży współczynnik wzmocnienia, a druga trioda — mały. Dlatego też jeden ze wskaźników reaguje na względnie niskie napięcie, a drugi — na znacznie wyższe.

Należy podkreślić, że wskaźnik elektronowy jest wielkooporowym wskaźnikiem napięcia. Ponieważ pracuje on bez prą-

dów siatki, więc ma bardzo wysoką oporność wejściową i nie bocznikuje w praktyce tego odcinka obwodu, w jakim należy stwierdzić zmianę napięcia stałego.

W tablicy 11-1 i na rys. 11-2, 11-3, 11-4 i 11-5 podano dane i ekrany niektórych wskaźników.



Rys. 11-5. Trapezowy wskaźnik strojenia: *a)* układ, *b)* lampy, *c)* wygląd ekranu

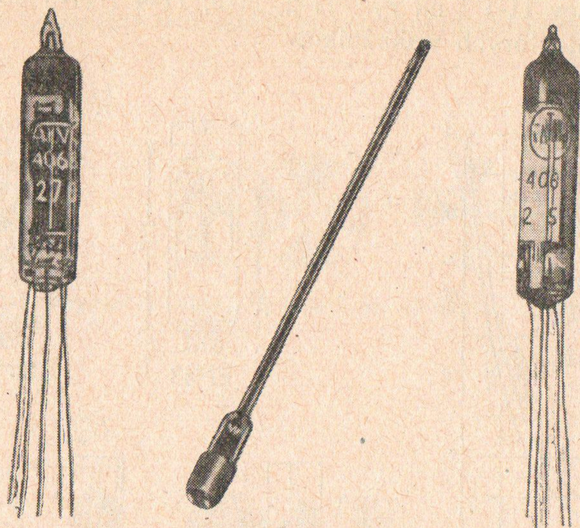
12. KIERUNKI ROZWOJOWE LAMP ODBIORCZYCH

Budowa i konstrukcja lamp elektronowych odbiorczych jest ściśle związana z rozwojem sprzętu elektronicznego stosowanego w urządzeniach radiowych, telewizyjnych, jak i wszelkiego rodzaju sprzęcie zawodowym stosowanym w miernictwie, automatyce i lecznictwie.

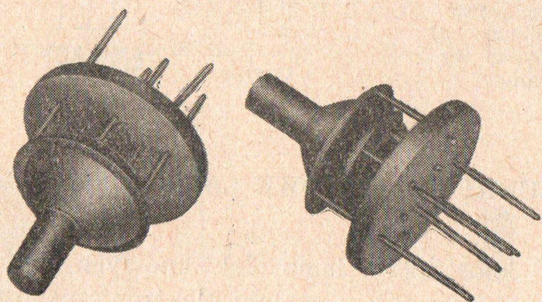
Rozwój unowocześnienia idzie w kierunku miniaturyzacji sprzętu, przedłużenia czasu pracy i uproszczenia technologii produkcji z przechodzeniem na pełną automatyzację.

Na rys. 12-1 pokazano lampy stosowane w miernictwie, dostosowane do potrzeb urządzeń elektronicznych, w których pracują.

Na uwagę zasługuje nuwistor, który charakteryzuje się dużym zmniejszeniem wymiarów i odległością między elektrodami (rysunek 12-2); przy średnicy 11 mm lampa zajmuje jedną dziesiątą



Rys. 12-1. Lampy elektronowe stosowane w miernictwie



Rys. 12-2. Nuwistor 7586 firmy Siemens & Halske

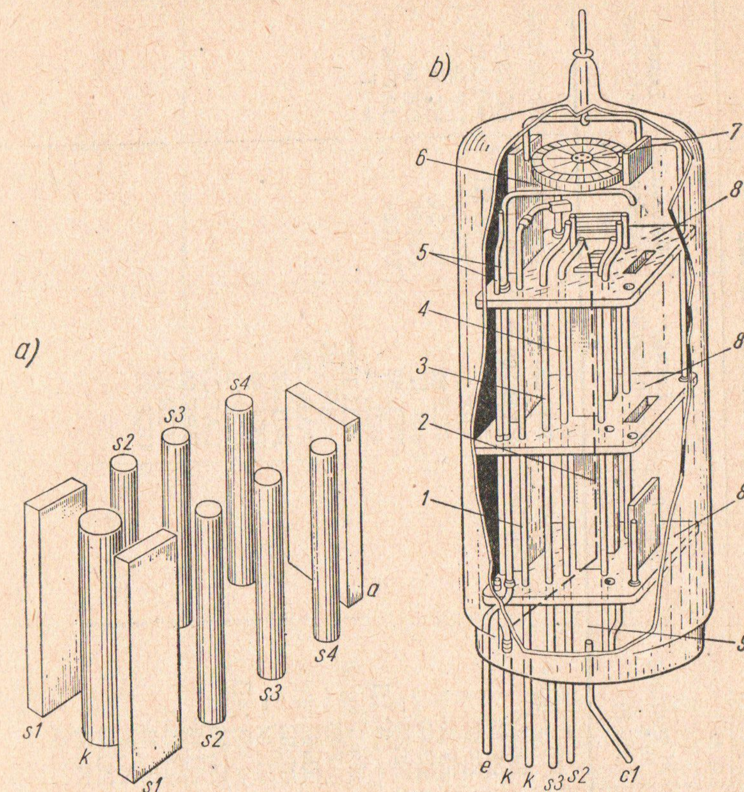
część objętości jaką zajmują lampy dotychczas produkowane. Samonośny system lampy nie zawiera szkła ani materiałów izolacyjnych.

Lampy niezawodne charakteryzują się:

1. Długim okresem pracy, gdyż średnio dla 100 lamp gwarantowany czas pracy wynosi 10 000 godzin. Doświadczenie wyka-

zuje, że czas pracy tych lamp jest znacznie dłuższy. Dokładne określenie końca czasu pracy lampy jest podawane w danych technicznych. Na przykład dla lampy EF 805 S ustalono:

— spadek prądu anodowego do wartości $< 7{,}5$ mA,



Rys. 12-3. Budowa lampy prętowej: *a)* schematyczne przedstawienie systemu elektrod lampy prętowej; *b)* budowa pentody typu 1Ż17B

(1 — wspornik katody, 2 — katoda, 3 — trzecia siatka, 4 — druga siatka, 5 — ekran, 6 — anoda, 7 — pochłaniacz, 8 — mika, 9 — siatka pierwsza)

— spadek nachylenia charakterystyki prądu anodowego do wartości 4,7 mA/V,

— wzrost ujemnego prądu siatki do wartości 1 μA.

Napięcie żarzenia w tych lampach powinno być utrzymywane w granicach 5% w stosunku do wartości katalogowej.

Tablica 12-1. Lista preferencyjna lamp elektronowych odbiorczych

1. Lampy elektronowe powszechnego użytku							
Diody i duodiody	Triody i duotriody	Pentody	Heptody	Lampy kombinowane	Wskaźniki strojenia	Lampy bateryjne	Lampy o odmiennej konstrukcji
Nowalowe 1Ц 11П DY 86 EY 81 EY 86 EY 88 PY 81 PY 82 PY 88 UY 82 6Ц 10П EAA 91 = = 6X 2П EZ 80 EZ 81 PY 83 UY 85	Nowalowe EC 86 EC 96 PC 86 PC 96 UC 92 ECC 82 6H 1П ECC 83 6H 2П ECC 84 = = 6H 14П ECC 85 ECC 86 ECC 88 PCC 84 PCC 85 PCC 88 UCC 85	Nowalowe EF 83 PF 86 EF 86 EF 80 EF 89 EF 95 = = 6Ж 1П 6Ж 9П UF 89 EL 81 EL 83 EL 84 = = 6П 14П EL 86 6П 15П 6П 18П PL 81 PL 82 PL 83 PL 84 UL 84	Heptalowe EH 90	Nowalowe EABC 80 = = 6Г 3П EBF 89 ECF 82 6Ф 1П ECL 82 ECL 84 ECH 81 = = 6И 14П PABC 80 PCL 82 PCL 84 PCF 82 UABC 80 UBF 89 UCH 81 UCL 82	Nowalowe EM 80 = = 6E 1П EM 84 PM 84 UM 80 UM 84	Heptalowe DC 96 = = 1C 12П DF 96 1K 2П DK 96 DAF 96 = = 1Б 2П	6C 17K EL 34 EL 36 PL 36 6П 13C DM 70

2. Lampy elektronowe niezawodne do sprzętu profesjonalnego							
Diody i duodiody	Triody i duotriody	Pentody	Heptody				Lampy odmiennej konstrukcji
Subminiaturowe EA 766 ≈ ≈ 6Д 4A-B Heptalowe EAA 90 1S≈ ≈ 6X 2П-E	Subminiaturowe EC 760 ≈ ≈ 6C 3Б Nowalowe 6H 1П-E 6H 2П-E 6H 3П-E ECC 802 E 80 CC = = 6085 E 88 CC = = ECC 868 E 180 CC 6C 3П 6C 4П 6C 15П	Subminiaturowe EF 761 ≈ ≈ 6Ж 2Б-B EF 762 ≈ ≈ 6Ж 1Б-B Nowalowe EF 806 S = = EF 866 6Ж 1П-E 6Ж 2П-E 6Ж 9П-E E 180 F = = EF 861 6Ж 11П-E 6K 4П-E EF 800 = = EF 860 E 83 F 6Ж 23Л 6Э 6Л-E EL 81 L = = EL 861 EL 803 S	Heptalowe E 81 H				EC 360 6П 3C-E

cd. tabl. 12-1

3. Lampy kineskopowe									
Typ lampy	MW 6—2= 6ЛК 1Б	MW 36—24	35ЛК 2Б	43—80 AW	43—88 AW	43ЛК-6Б	53—80 AW	53—88 AW	53ЛК 5Б
Średnica lub przekątna ekranu	6 cm (2,5")	35 cm (14")	35 cm (14")	43 cm (17")	43 cm (17")	43 cm (17")	53 cm (21")	53 cm (21")	53 cm (21")
Kąt odchylenia	70°	70°	70°	90°	110°	110°	90°	110°	110°
Ogniskowanie	magnetyczne	magnetyczne	elektrostat.	elektrostat.	elektrostat.	elektrostat.	elektrostat.	elektrostat.	elektrostat.

2. Pewnością pracy, która polega na tym, że przy pewnej liczbie pracujących lamp w ciągu 1000 godzin może ulec uszkodzeniu mniej niż 1,5%.

3. Specjalną katodę charakteryzującą się tym, że podczas pracy lampy (gdy w obwodzie anodowym nie płynie żaden prąd) na powierzchni katody nie powstaje szkodliwa warstwa powodująca wzrost oporności obwodu katody.

Gwarantowany czas pracy 10 000 godzin oraz pewność pracy poniżej 1,5% uzyskuje się dzięki zastosowaniu specjalnie dobrych materiałów na katodę, grzejnik i pochłaniacz, specjalnego ukształtowania elektrod oraz wyjątkowo precyzyjnej konstrukcji i kontroli.

4. Małym rozrzutem parametrów poszczególnych egzemplarzy tego samego typu. Rozrzut parametrów elektrycznych zależy od różnic w wymiarach elektrod, potencjału pracy wyjścia siatki sterującej oraz od zdolności emisyjnych katody.

5. Odpornością na wstrząsy i udar. Dzięki zastosowaniu specjalnych środków konstrukcyjnych odporność na wstrząsy i udar jest tak wysoka, że przyspieszenie wynoszące 2,5 g (g — przyspieszenie ziemskie) jest przy 50 Hz znoszone przez lampę przez dłuższy czas. Przyspieszenia udarowe mogą bez szkody przez krótki czas wynosić 500 g. Dzięki temu lampy te nadają się wybitnie dla urządzeń przenośnych oraz dla urządzeń przemysłowych, pracujących w trudnych warunkach.

6. Małą wartością napięcia przydźwięku (mikrofonowanie) oraz małą wartością przydźwięku sieci.

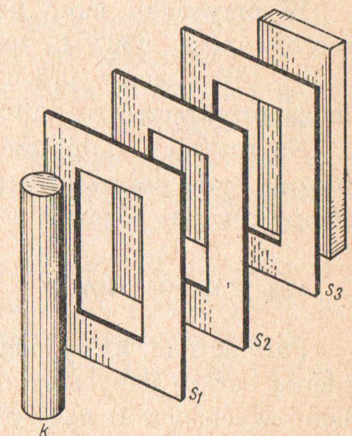
7. Małą wartością napięcia szumów.

W tablicy 12-1 podano listę preferencyjną ustaloną w ramach RWPG.

Ponieważ lampy z siatkami nawijanymi mają liczne wady i trudne są w produkcji, forsowana jest produkcja lamp o elektrodach prętowych (rys. 12-3).

W lampach tych każda siatka ma postać dwóch pręcików metalowych, między którymi biegnie do anody strumień elektronowy.

Produkcja lamp prętowych jest znacznie prostsza niż produkcja lamp zwykłych z siatkami nawijanymi. Lampy prętowe wykonują maszyny bez pomocy rąk ludzkich, wskutek czego zapewniona jest wyjątkowa czystość produkcji i wysoka dokładność montażu. Dzięki temu znacznie zmniejsza się rozrzut parametrów; nie przekracza on 50%. Wytrzymałość, pewność i trwałość lamp są bardzo duże.



Rys. 12-4. Elektrody lampy z siatkami wytłaczanymi

Prace mające na celu udoskonalenie lamp prętowych doprowadziły do opracowania lamp z siatkami wytłaczanymi. Lampy te mają wszelkie cechy lamp prętowych, lecz zamiast prętów zastosowano w nich ramki wytłaczane z blachy metalowej. Strumień elektronowy przechodzi poprzez otwory ramek. Zasada działania takich lamp podana jest na rys. 12-4. Konstrukcja lamp z siatkami wytłaczanymi jest bardziej odpowiednia dla lamp z żarzeniem pośrednim.

13. ZAKŁÓCENIA W LAMPACH MAŁEJ MOCY

13.1. ROZRZUT I STABILNOŚĆ PARAMETRÓW

Rozrzutem parametrów lamp określa się zjawisko rozbieżności pomiędzy parametrami lamp podawanymi w katalogach i charakterystykach fabrycznych, a rzeczywistą ich wartością w czasie eksploatacji lamp. Stałość tych parametrów jest również zmienna i na ogół występuje pogorszenie się parametrów ze zwiększaniem liczby godzin pracy.

Rozrzut spowodowany być może różnym stopniem zaktywowania katod, drobnymi różnicami w rozmiarach elektrod, różnicami w odległościach między elektrodami.

W przypadku lamp powszechnego użytku rozrzut prądowy może wynosić $\pm 30\%$ I_a, zaś dla pojemności międzyelektrodowych $\pm 5 \div 15\%$. Lampy pracujące w specjalnych urządzeniach nie mogą przekraczać rozrzutu $\pm 10\%$.

Na rozrzut i stabilność parametrów ma duże znaczenie stan próżni. Stałe pogarszanie się próżni, związane ze starzeniem się lampy również pogarsza stałość parametrów.

13.2. ZAKŁÓCENIA W LAMPACH

Parametrem, który odgrywa bardzo ważną rolę przy wzmocnieniu bardzo słabych sygnałów jest wielkość szumów wewnątrzlampowych. Jeżeli na wyjściu dobrze ekranowanego odbiornika o dużym wzmocnieniu włączymy słuchawkę telefoniczną, to nawet przy całkowitym braku jakichkolwiek sygnałów zewnętrznych w słuchawce będziemy słyszeli charakterystyczny szum, którego przyczyną jest w zasadzie tak zwane zjawisko śrutowe występujące w lampach. Istota tego zjawiska polega na nierównomiernym wylatywaniu elektronów z katody. Wskutek chaotycznego rozkładu prędkości elektronów w jednakowych, lecz niezwykle krótkich okresach czasu wylatują z katody niejednakowe ilości elektronów. Jeżeli założymy, że ilość tych jednakowych okresów jest w ciągu jednej sekundy równa n, to przy ogólnej liczbie wylatujących z katody w ciągu sekundy elektronów N, liczba elektronów wylatujących w czasie dowolnego z tych okresów n nie jest równa N/n. W niektórych okresach liczba elektronów jest większa, w innych — mniejsza.

Ponieważ prąd równy jest stosunkowi ilości elektryczności przepływającej po przewodzie do czasu, w ciągu którego przepływ ten odbywa się, to wartość prądu w obwodzie anodowym nie jest całkiem stała, lecz zmienia się odpowiednio do zmian ilości elektronów przelatujących w różnym czasie przestrzeń katoda-anoda. Te wahania prądu zawierają najróżnorodniejsze częstotliwości (od zera do bardzo wielkich).

Wahania tych prądów są bardzo niewielkie (w lampach odbiorczych wynoszą one stutysięczne części miliampera), jednakże w przybliżeniu tego rzędu są zmiany wartości prądu w obwodzie anodowym, powstające przy odbiorze bardzo słabych sygnałów, które wytwarzają na siatce lampy napięcie zaledwie kilku mikrowoltów. Jeżeli natomiast zmiany prądu anodowego spowodowane przez przychodzący sygnał są mniejsze od wahań prądu, uwarunkowanych zjawiskiem śrutowym, to sygnał, jak mówimy, zostaje „zagubiony" na tle szumów. Przy odbiorze słuchowym (za pomocą słuchawek) szumy w takim przypadku zagłuszają sygnał właściwy.

Wartość szumu wewnątrzlampowego określa się napięciem szumów U_{sz} na siatce lampy, to jest napięciem, które wywołuje wahania prądu anodowego, równe wahaniom (zmianom) tego prądu wskutek zjawiska śrutowego. Napięcie to nazywa się napięciem szumu sprowadzonym do siatki lampy.

Ażeby sygnał odbierany nie uległ zagłuszeniu przez szumy, jego napięcie U_s powinno być większe od napięcia U_{sz}. W odbiornikach radiolokacyjnych, pracujących w zakresie bardzo wielkich częstotliwości, podstawową przeszkodę w odbiorze stanowi właśnie szum wewnątrzlampowy (w zakresie częstotliwości radiowych, stosowanych w radiokomunikacji, szumy powodowane przez wyładowania atmosferyczne i zakłócenia przemysłowe, są większe od szumów wewnątrzlampowych). Dlatego wartość napięcia szumów U_{sz} określa minimalne napięcie sygnału, jaki może być odebrany przez odbiornik i wykryty. Jak już wspomniano, napięcie szumu zawiera różne częstotliwości. Amplitudy napięć wszystkich częstotliwości są jednakowe.

Im odbiornik wzmacnia węższe pasmo częstotliwości lub im węższe jest pasmo częstotliwości wzmacnianych przez odbiornik, tym mniejsze jest wypadkowe napięcie szumów. Ponieważ sumaryczne napięcie skuteczne szumów, uzyskiwane przy dodaniu się wszystkich napięć różnych częstotliwości, równe jest pierwiastkowi kwadratowemu z sumy kwadratów poszczególnych składowych, więc wypadkowe napięcie szumów jest proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z szerokości pasma częstotliwości odbiornika

$$U_{sz} \equiv \sqrt{\Delta f}$$

gdzie Δf — szerokość pasma odbiornika.

Z tego względu poziom szumów charakteryzuje się wartością napięcia szumów, odniesionego do pasma o szerokości 1 кHz.

W przypadku gdy szerokość pasma częstotliwości równa jest Δf [kHz], zaś wartość napięcia szumu lampy przy 1 kHz równa jest U'_{sz} [μV/kHz], wtedy skuteczne napięcie szumu na siatce lampy można obliczyć ze wzoru

$$U_{sz} = U'_{sz} \sqrt{\Delta f\,[\text{kHz}]}\ [\mu\text{V}]$$

Na końcach dowolnego opornika czynnego R również powstaje napięcie szumów różnych częstotliwości, uwarunkowane chaotycznym ruchem elektronów wewnątrz przewodu. Napięcie szumów tego typu wzrasta ze zwiększeniem się temperatury. Szumową opornością lampy nazywa się oporność czynną R_{sz}, na której przy temperaturze 15°C powstaje napięcie szumu U_{sz} równe napięciu szumu doprowadzonego do siatki lampy.

Wartość napięcia szumów U_{sz} na końcach opornika szumiącego R_{sz} jest równa

$$U_{sz} = \frac{1}{8} \sqrt{R_{sz}\,\Delta f}\ [\mu\text{V}]$$

gdzie: R_{sz} — oporność szumów, wyrażona w kiloomach, Δf — pasmo częstotliwości, wyrażone w kilohercach.

Wynika z powyższego, że wartość szumów lampy można określić na podstawie znajomości jej oporności szumów R_{sz}. Jeżeli, na przykład, oporność szumu lampy wynosi 10 000 Ω, przy czym

pasmo odbiornika jest równe 2 MHz, to napięcie szumów powstające na siatce lampy będzie równe

$$U_{sz} = \frac{1}{8} \sqrt{10 \cdot 2000} \approx 18\ \mu\text{V}$$

Oprócz zjawiska śrutowego istnieją również inne źródła szumów powstających w lampach, a mianowicie:

- nierównomierność emisji wtórnej z elektrod lampy (podobna do zjawiska śrutowego katody),
- nierównomierność rozdziału prądu między siatkami i anodą, w przypadku lamp wielosiatkowych,
- obecność jonów w lampie.

Szumy w lampach wielosiatkowych są znacznie większe niż w triodach, co tłumaczy się obecnością większej liczby elektrod. Dlatego też do wzmocnienia słabych sygnałów na bardzo wielkich częstotliwościach należy stosować triody w układzie z uziemioną siatką. W tablicy 13-1 przytoczono wartości oporności szumów R_{sz} dla różnych lamp.

Tablica 13-1. Oporności szumowe niektórych lamp

Typ lampy	6K7	6Ż4	6Ż4	6S2	6A7
Zastosowanie	Pentoda wzmacniająca	Pentoda wzmacniająca	Trioda wzmacniająca	Trioda wzmacniająca	Mieszacz częstotliwości
Oporność szumów R_{sz} [Ω]	10 000	700	200	1 250	20 000

14. LAMPY DUŻEJ MOCY

14.1. UWAGI OGÓLNE

Lampy stosowane w nadajnikach radiowych budowane są na duże moce admisyjne, wysokie napięcia, duże prądy emisyjne. Z tego względu różnią się konstrukcyjnie od lamp odbiorczych i noszą nazwę lamp nadawczych (rys. 14-1).

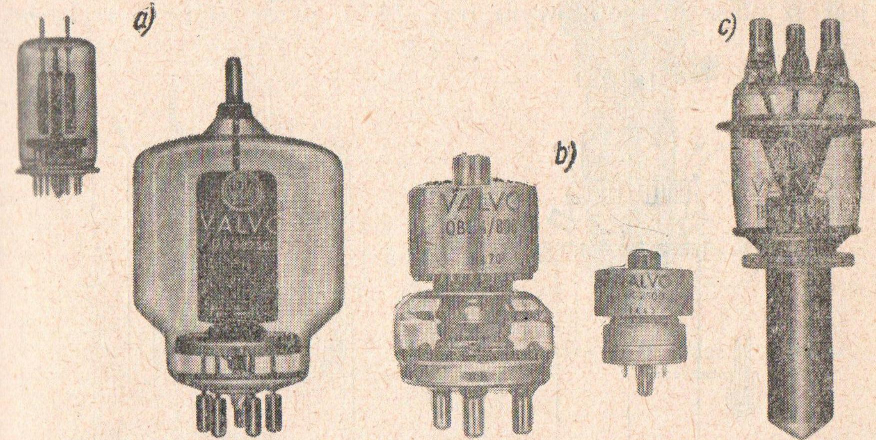
Tablica 14-1. Właściwości katod stosowanych w lampach nadawczych

Rodzaj katody	Temperatura pracy °K	Emisja właściwa		Moc właściwa żarzenia W/cm²	Wydajność katody		Współczynnik wykorzystania prądu emisji	Największe napięcie anodowe kV
		praca ciągła A/cm²	praca impulsowa A/cm²		dla prądu szczytowego mA/W	dla prądu średniego mA/W		
Wolframowa	2500÷2600	0,3÷0,7	0,5÷1,0	70÷84	4÷8	0,8÷1,8	0,85÷0,90	—
Torowana nawęglana	1950÷2000	2,0÷3,0	4÷10	25÷28	20÷40	4÷8	0,15÷0,25	20
Tlenkowa z metali ziem alkalicznych	950÷1150	0,3÷4,0	10÷100	2,5÷4	20÷200	8÷20	0,06÷0,10	1,5

Tablica 14-2. Porównanie różnych metod chłodzenia anod

Rodzaj anody	Chłodzenie	Czynnik chłodzący	Obciążenie właściwe anody W/cm²	Maksymalna temperatura anody °C	Przyrost temperatury czynnika chłodzącego °C	Ilość czynnika chłodzącego kG/kW · min	Dopuszczalne straty w anodzie przy danych rozmiarach anody	Maksymalne straty w anodzie kW
Wewnętrzna	naturalne	—	0,2÷10	400÷1200	—	—	—	1,0÷2,0
Zewnętrzna	sztuczne	powietrze	15÷40	160÷230	25÷75	0,8÷2,5	0,67	20÷50
Zewnętrzna	sztuczne	woda	20÷60(100)	150÷160	10÷15	1,0÷1,5	1,0	400
Zewnętrzna	sztuczne	woda i para	80÷135	105÷125	~10 oraz odparowanie	0,025	2,0	60÷200

Stosuje się katody wolframowe, wolframowe torowane oraz tlenkowe, przy czym przy wyborze rodzaju katod trzeba uwzględniać ich wydajność oraz możność pracy przy wysokim napięciu anodowym.



Rys. 14-1. Lampy chłodzone: *a)* naturalnie, *b)* powietrzem pod ciśnieniem, *c)* wodą

Dane dotyczące niektórych typowych właściwości katod podane są w tablicy 14-1.

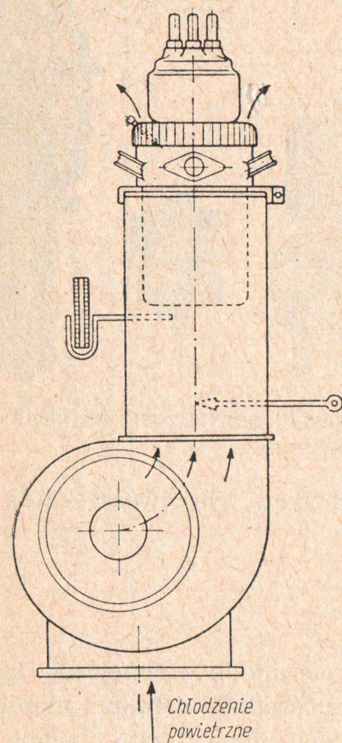
14.2. CHŁODZENIE

W lampach małej mocy stosuje się anodę wewnętrzną, której chłodzenie odbywa się głównie za pośrednictwem promieniowania; chłodzenie to jest mało skuteczne, bywa przeto obecnie stosowane w lampach o mocy nie większej od kilkuset watów (tablica 14-2).

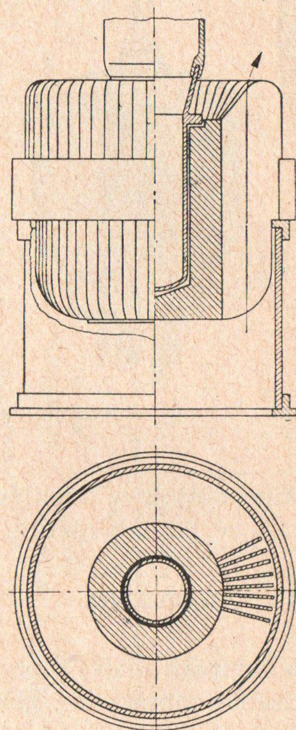
Lampy z anodą zewnętrzną mogą być chłodzone powietrzem lub wodą. Przy chłodzeniu powietrznym (rys. 14-2) nakłada się na anodę radiator miedziany (rys. 14-3) (lub aluminiowy), zwiększający znacznie powierzchnię chłodzącą, co pozwala powiększyć ilość odprowadzanego ciepła. Powietrze chłodzące przetłacza się za pomocą dmuchawy przez radiator z prędkością 10 ÷ 20 m/s, dzięki czemu uzyskuje się korzystne odprowadzanie ciepła; ten

rodzaj chłodzenia stosuje się w lampach o mocy strat od 1 do kilkudziesięciu kW.

Chłodzenie wodne (rys. 14-4) pozwala na odprowadzenie większej ilości ciepła wskutek lepszego przechodzenia ciepła od anody do wody; w lampie z chłodzeniem wodnym anoda umieszczona jest w płaszczu metalowym (rys. 14-5), przez który przepływa

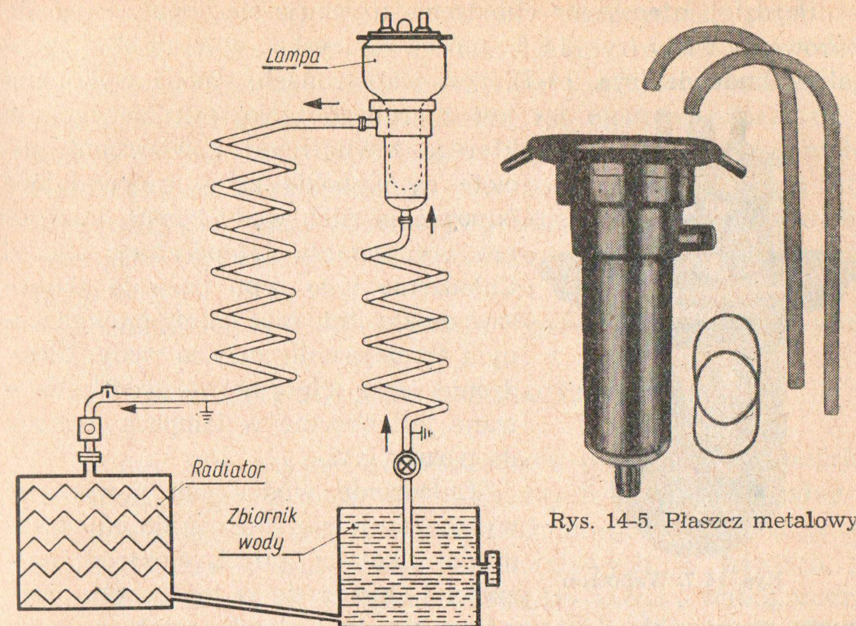


Rys. 14-2. Chłodzenie powietrzne



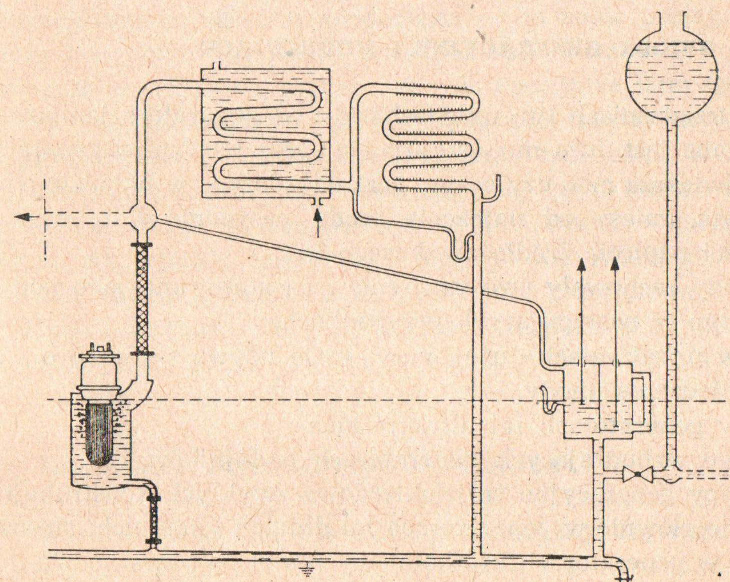
Rys. 14-3. Radiator

woda wzdłuż ścianek anody. Dopuszczalna temperatura wody ograniczona jest do ok. 70°C, by nie dopuścić do wrzenia wody, co może doprowadzić do miejscowego przegrzania i zniszczenia anody. Chłodzenie wodne może być stosowane w przypadku lamp nawet o największej mocy (kilkaset kW), ale jest to kłopotliwe i kosztowne, gdyż wymaga zainstalowania szeroko rozbudowanych urządzeń wodnych.



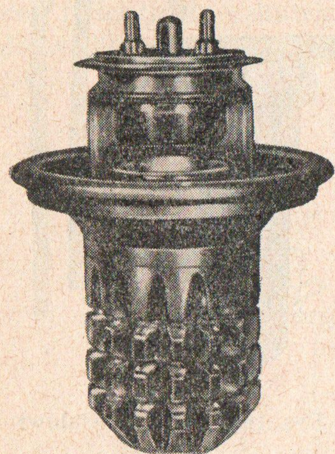
Rys. 14-4. Obieg chłodzenia wodnego

Rys. 14-5. Płaszcz metalowy



Rys. 14-6. Układ chłodzenia parowego

Bardziej intensywne chłodzenie uzyskuje się dopuszczając do parowania wody (rys. 14-6); można to uzyskać w lampach o specjalnej budowie (rys. 14-7), tzw. wapotronach. Anoda wykonana jest z grubego bloku miedzianego, na którego zewnętrznej powierzchni nacięte są głębokie zęby, zapewniające odpowiedni ruch wody i pary oraz dobre wyrównanie temperatury anody. Chłodzenie tego typu pozwala zwiększyć dwukrotnie moc lampy przy znacznym zmniejszeniu zużycia wody. Chłodzenie przez odparowanie wody stosowane jest obecnie w lampach o mocy do paruset kW.



Rys. 14-7. Wapotron

Chłodzenie wodne lub powietrzne wykorzystuje się również do odprowadzenia ciepła z innych elektrod; najczęściej chłodzi się w ten sposób przepusty przez szkło doprowadzeń katody i siatek, często również chłodzi się powietrzem bańkę szklaną lampy.

14.3. TRIODY GENERACYJNE I MODULUJĄCE

W urządzeniach lub układach, gdy od generatora lampowego wymagana jest duża moc, stosuje się specjalne lampy generacyjne. Największa moc użyteczna, jaką daje lampa w układzie generacyjnym, zależy od natężenia prądu nasycenia $I_{a\,nas}$ oraz od wielkości napięcia źródła anodowego U_{ao}.

Triody zachowały swe znaczenie i są stosowane jako podstawowy typ w następujących przypadkach:

1) w urządzeniach dużej mocy, gdzie używa się lamp o wodnym chłodzeniu anody,

2) w generatorach fal ultrakrótkich,

3) we wzbudzających generatorach nadajników.

Lampy generacyjne trójelektrodowe zwykłych konstrukcji są używane głównie w generatorach fal długich i średnich; stosowaniu ich w generatorach krótkofalowych stoi na przeszkodzie duża pojemność między anodą i siatką. Przez zmniejszenie rozmiarów

elektrod można uzyskać dostateczne zmniejszenie pojemności przejściowej oraz wykorzystać takie lampy na falach krótkich; w tym celu elektrody ich wykonuje się z metali o wysokiej temperaturze topliwości, doprowadzenia zaś elektrod oddala się od siebie. Ze wzrostem częstotliwości wytwarzanych drgań maleje moc użyteczna lampy; dlatego przy podawaniu normalnej mocy użytecznej dla lampy generacyjnej należy zawsze podawać również najwyższą częstotliwość graniczną, przy której tę moc otrzymuje się.

W tablicach 14-3 i 14-4 podano typowe lampy generacyjne.

14.4. TETRODY I PENTODY GENERACYJNE

Lampy generacyjne trójelektrodowe pracujące zadowalająco w układach generatorów samowzbudnych są mało dogodne do pracy w stopniach generatora obcowzbudnego (wzmacniacza mocy), zwłaszcza w nadajnikach krótkofalowych. W triodach, poprzez stosunkowo dużą pojemność między anodą a siatką, energia może łatwo przechodzić zarówno z obwodu anodowego do obwodu siatki, co prowadzi do samowzbudzenia, jak i z obwodu siatki wzbudzanej do obwodu anodowego — co znów pociąga za sobą dużą i niepotrzebną stratę mocy generatora wzbudzającego. Stosowanie w stopniach wzmacniających nadajnika lamp generacyjnych z siatką ekranową o małej pojemności między anodą i siatką czynną zapewnia bardziej stabilną pracę nadajnika. W tetrodach ekranowanych siatkę ekranową daje się gęstą (często w postaci siatki nie zaś spirali) i zaopatruje się ją w ekrany — górny i dolny, które zmniejszają pojemności między doprowadzeniami anody i siatki czynnej. Dzięki temu pojemność przejściowa C_{as1} w tetrodach ekranowanych generacyjnych wypada w granicach między 0,05 a 0,2 pF, w porównaniu z $C_{as} = 5 \div 10$ pF, jaką mamy w triodach generacyjnych o podobnych rozmiarach.

14.5. LAMPY GENERACYJNE IMPULSOWE

Warunki pracy impulsowej charakteryzują się tym, że drgania są wzbudzane nie w sposób ciągły, lecz jako oddzielne impulsy, tzn. drgania istnieją jedynie w ciągu bardzo krótkich odcin-

Tablica 14-3. Typowe lampy nadawcze chłodzone powietrzem

Lp.	Typ	Firma, kraj	Katoda: rodzaj	Katoda: $U_ż$ A	Katoda: $I_ż$ A	U_a kV	I_{em} A	I_{ao} A	S_a mA/V	K_a V/V	P_a kW	P_s kW	f_{max} MHz	Pojemności: C_{as} pF	Pojemności: C_{sk} pF	Pojemności: C_{ak} pF	Ilość powietrza chłodzącego m³/min
1	RD 60 A	Tesla	O	10	2	1,5	—	0,2	5	25	0,06	—	50	11	7	5	0
2	TB 2/200	Philips	WT	122	2,7	2	—	0,2	4,2	27	0,13	18	60	5,5	8,2	5,4	0
3	ГУ-8	ZSRR	WT	5	6,5	3	—	—	4	—	0,10	—	40	2	3	0,4	0
4	833-A	RCA	WT	10	10	4	—	—	—	35	0,45	—	—	6	12	3,5	1
5	RD 1 XA	Tesla	W	17	24	10	2,3	0,4	3,5	35	1,0	—	30	16	32	1,6	3,6
6	SRL 351	Tesla	WT	5	50	4,5	—	—	14	30	2,0	—	300	—	—	—	2
7	ГУ-5Б	ZSRR	WT	12,6	23	5	7	—	15	80	2,5	150	110	16	19	0,5	7
8	7459	Amperex	WT	12,6	30	6	—	1,5	—	32	4	—	110	11	16	0,3	5
9	ГУ-10Б	ZSRR	WT	7	75	6	15	—	20	50	7	300	25	34	40	1,5	8,5
10	RD 8 XA	Tesla	W	20	70	12	11	2	12	40	8	—	3	30	27	1,5	23
11	TBL 6/20	Philips	WT	6,3	154	5,5	—	6	60	60	10	—	110	29	65	0,6	11
12	9C 22	RCA	W	20	415	15	—	—	—	38	20	—	—	48	95	1,8	30
13	BTL 50-1	Brown Boveri	WT	20	200	15	—	12,5	100	45	45	1500	35	65	150	2	42

Uwaga: O — katoda tlenowa, WT — katoda wolframowa torowana, W — katoda wolframowa

Tablica 14-4. Typowe triody nadawcze o chłodzeniu wodnym i parowym

Lp.	Typ	Firma kraj	Katoda: rodzaj	Katoda: $U_ż$ V	Katoda: $I_ż$ A	U_a kV	I_{em} A	I_{ao} A	S_a mA/V	K_a V/V	P_a kW	P_s kW	f_{max} MHz	Pojemności: C_{as} pF	Pojemności: C_{sk} pF	Pojemności: C_{ak} pF	Przepływ wody chłodzącej l/min
1	ГУ-5A	ZSRR	WT	12,6	23	5	7	—	15	80	3,5	150	110	16	19	0,5	14 w
2	CL 5518	Standard	WT	5	78	7,5	—	—	11	—	7	—	220	16	24	0,5	8 w
3	ГУ-10A	ZSRR	WT	7	75	8	15	—	20	50	10	300	25	34	40	1,5	20 w
4	5771	Amperex	WT	7,5	170	12,5	—	4,8	—	20	22	—	25	24	47	3,0	25 w
5	SRW 356	RFT	WT	18	100	12	—	5,5	40	65	25	1000	20	32	65	7,5	25 w
6	BTS 25-1	Brown Boveri	WT	10	320	15	—	6	70	40	40	1200	50	45	120	1,5	p
7	862 A	RCA	W	33	207	15	—	—	—	45	50	—	—	70	53	4,5	60 w
8	ГУ-433	ZSRR	W	33	210	15	50	—	32	45	60	—	20	67	80	6	90 w
9	BTS 50-1	Brown Boveri	WT	20	200	15	—	12,5	100	45	75	1500	35	65	150	2	p
10	SRW 357	RFT	WT	18	200	13	—	13	60	45	120	5000	3	68	117	5,5	100 w
11	ГК-1A	ZSRR	W	31	580	10	250	—	80	45	200	10000	22	110	220	7	200 w

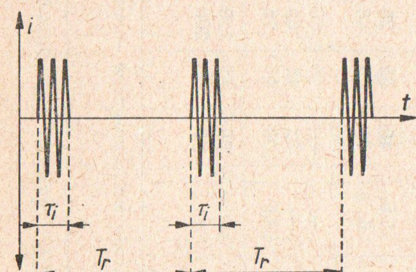
Uwaga: WT — katoda wolframowa torowana, W — katoda wolframowa, w — wodne chłodzenie anody, p — parowe chłodzenie anody.

ków czasu, oddzielonych długimi przerwami (pauzami), podczas których drgań nie ma (rys. 14-8).

Z tego względu dla zapewnienia dużej wartości $P_{uż i}$ prąd emisyjny w lampach impulsowych powinien być duży, jak również stosowane napięcie zasilania U_{ao} w obwodzie anodowym musi być możliwie wysokie.

Wybór materiału na elektrody, rozmiary elektrod oraz ich konstrukcja w lampach generacyjnych impulsowych są określane przez postawione wymagania i wynikające stąd dodatkowe warunki.

Napięcie U_{ao} w lampach generacyjnych impulsowych przyjmuje się od 5 do 2 kV dla lamp stosunkowo małej mocy ($P_{uż} = 3 \div 5$ kW); w lampach większej mocy dochodzi ono do 30 kV. W lampach bardzo dużych o mocy impulsowej rzędu 500 kW napięcie anodowe sięga $50 \div 60$ kV. Tak wysokie napięcia stawiają bardzo trudne wymagania pod względem próżni w lampie oraz konstrukcji elektrod i ich doprowadzeń, a to z powodu obawy przebicia lub powstania przeskoku. Dla otrzymania potrzebnej próżni konieczne jest długotrwałe formowanie, tj. wygrzewanie i bombardowanie elektronowe lampy podczas pompowania, w celu jak najlepszego usunięcia gazów okludowanych z wnętrza lampy (z elektrod, szkła itp.), przy czym proces ten może trwać $20 \div 30$ godzin.



Rys. 14-8. Przebieg impulsów

Odległość między elektrodami w lampach impulsowych może być nieco większa niż w lampach do pracy ciągłej, ponieważ dzięki wysokim napięciom elektrod czas przelotu elektronów maleje; w związku z tym dana lampa w warunkach impulsowych, pozwalających na zastosowanie bardziej wysokich napięć, umożliwia pracę na wyższych częstotliwościach niż w warunkach pracy ciągłej.

Doprowadzenia elektrod powinny być jak najbardziej wzajemnie oddalone; w celu zmniejszenia strat dielektrycznych szkło

bańki powinno posiadać mały kąt stratności, a we wnętrzu lampy należy unikać o ile możności wszelkich izolatorów.

Dla otrzymania w lampach impulsowych dużych prądów emisyjnych należy stosować katody z takich materiałów, które zapewniają dużą emisję właściwą w normalnych temperaturach pracy. Najbardziej dogodna pod tym względem jest katoda tlenkowa, która dzięki swej strukturze półprzewodnikowej może posiadać bardzo dużą emisję właściwą przy krótkotrwałym obciążeniu prądem. Podczas gdy katoda wolframowa może dać $i_e = 1{,}1$ A/cm² w $T_k = 2650$°K, przy mocy właściwej żarzenie $p_ż = 100$ W/cm², czyli wydajność $w_k = 11$ mA/W, katoda torowa daje $i_e = 1$ A/cm² przy $p_ż = 20$ W/cm², czyli przy $w_k = 50$ mA/W, to z katody tlenkowej — w normalnej jej temperaturze pracy — można otrzymać w silnym polu przyśpieszającym emisję właściwą $20 \div 30$ A/cm²; ponieważ dla $T_k = 1150$°K katoda tlenkowa potrzebuje $p_ż = 5$ W/cm², przeto jej wydajność w warunkach pracy impulsowej wyniesie

$$w_k = (4 \div 6) \cdot 10^3 \text{ mA/W}$$

15. PRACA LAMP ELEKTRONOWYCH W ZAKRESIE BARDZO WIELKICH CZĘSTOTLIWOŚCI

15.1. UKŁAD ZASTĘPCZY LAMPY PRZY BARDZO WIELKICH CZĘSTOTLIWOŚCIACH

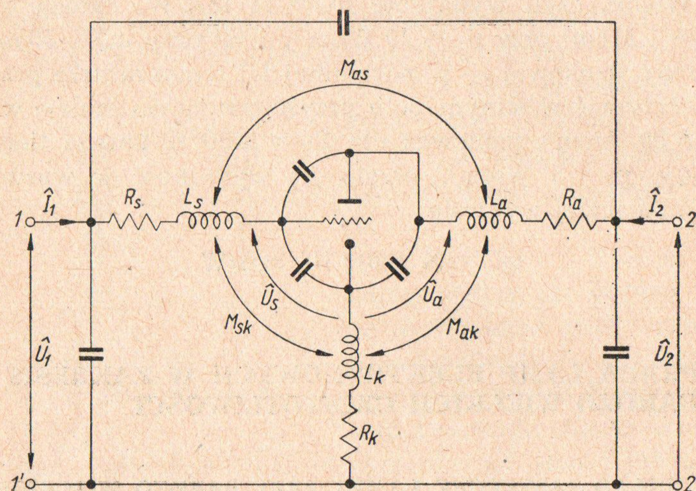
W lampach elektronowych po przekroczeniu pewnej częstotliwości kilku do kilkunastu megaherców, zaczynają odgrywać rolę czynniki powodujące stopniowe pogarszanie się właściwości lampy.

We wzmacniaczach po przekroczeniu pewnej częstotliwości zaczyna maleć moc, jaką można otrzymać przy zastosowaniu danej lampy. Jednocześnie maleje także sprawność wzmacniacza, wzrasta natomiast moc sterowania. W miarę wzrostu częstotliwości obwód siatkowy pobiera coraz większą moc ze źródła sygnału. Moc ta jest pobierana nawet wówczas, gdy do siatki nie dopływają elektrony.

W generatorach moc wyjściowa maleje ze wzrostem częstotliwości jeszcze szybciej niż we wzmacniaczach. Przy pewnej częstotliwości amplituda drgań spada do zera, a więc generator przestaje pracować.

Częstotliwość, przy której wzmocnienie wzmacniacza spada do jedności lub też amplituda drgań generatora spada do zera, nazywamy częstotliwością graniczną danej lampy.

Stopniowe pogarszanie się właściwości lamp, jakie obserwujemy w miarę wzrostu częstotliwości, jest wywołane szeregiem zjawisk, które można podzielić na następujące grupy:



Rys. 15-1. Układ zastępczy lampy trójelektrodowej

1) zjawiska wywoływane w obszarze międzyelektrodowym,
2) zjawiska wywołane wskutek doprowadzeń elektrod.

Na rys. 15-1 przedstawiono układ zastępczy lampy trójelektrodowej.

Do grupy pierwszej zalicza się zjawiska związane z ruchem elektronów przy bardzo wielkich szybkościach zmian potencjałów elektrod.

Do drugiej grupy należą zjawiska zachodzące w doprowadzeniach elektrod, czyli w przewodach stanowiących elektryczne połączenia elektrod z odpowiednimi obwodami zewnętrznymi. Doprowadzenia elektrod mają pewne oporności i indukcyjności,

a ponadto występują między nimi sprzężenia indukcyjne i pojemnościowe.

Zależnie od konstrukcji lampy jedna grupa zjawisk ma zwykle przewagę nad drugą i decyduje o maksymalnej częstotliwości, przy jakiej lampa ta może pracować.

15.2. WPŁYW CZASU PRZELOTU ELEKTRONÓW

Wpływ czasu przelotu elektronów w lampach mikrofalowych staje się widoczny wówczas, gdy stanowi on znaczną część ekranu drgań, np. przekracza ćwierć okresu.

Czas przelotu elektronów jest proporcjonalny do odległości elektrod i odwrotnie proporcjonalny do napięć elektrod; ponadto zależy od rozkładu potencjału w przestrzeni międzyelektrodowej. W przypadku diody płaskiej bez ładunku przestrzennego czas przelotu elektronów wyraża się wzorem

$$\tau = \frac{x_a}{v_o} = 3{,}4 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{x_a}{\sqrt{U_o}} \; [\mathrm{s}]$$

gdzie x_a — odległość anody od katody w cm, U_o — napięcie anody w V, v_o — prędkość elektronu.

Ładunek przestrzenny powoduje półtorakrotne zwiększenie czasu przelotu, po uwzględnieniu zaś prędkości początkowej elektronów czas ten znacznie się powiększa. Szczególnie długi jest czas przelotu elektronu od katody do miejsca, gdzie występuje minimum potencjału

$$\tau = 5{,}1 \cdot 10^{-8} \; [\mathrm{s}]$$

W przypadku diody cylindrycznej czas przelotu jest około dwukrotnie mniejszy.

Zjawisko czasu przelotu sprawia, że prąd anody jest przesunięty w fazie względem siatki i napięcia zmiennego anody. Powoduje to zmniejszanie się mocy użytecznej wskutek wzrostu strat na anodzie. Czas przelotu elektronów wpływa również na warunki pracy obwodu wejściowego triody mikrofalowej. Pod wpływem obwodu wejściowego powstaje prąd indukowany siatki, pobierany ze źródła zasilającego, co wyraża się pojawieniem rzeczywistej składowej oporności wejściowej lampy.

Wielkość tej składowej może być wyrażona wzorem

$$R''_s = \frac{10^{-3}}{\alpha \cdot S_a \cdot f \cdot \tau} \; [\Omega]$$

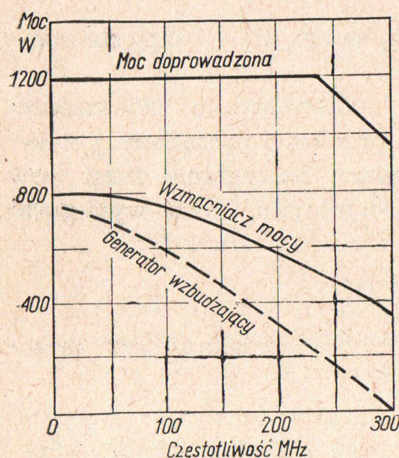
gdzie α — współczynnik zależny od rozmiarów elektrod, τ — czas przelotu elektronu od katody do siatki w s, f — częstotliwość w MHz.

Opór R''_s obciąża źródło pobudzające siatkę, co powoduje, że moc pobudzania wzrasta, a wzmocnienie energetyczne triody gwałtownie maleje.

16. TRIODY MIKROFALOWE

16.1. UWAGI OGÓLNE

Zjawiska wywołane czasem przelotu elektronów w lampie stanowią poważne ograniczenie działania generatorów ultrawielkich częstotliwości. Opóźnienie fazy prądu anodowego wywołane czasem przelotu powoduje, iż częstotliwość drgań generatora nie jest równa częstotliwości rezonansowej obwodu drgań, lecz różni się od niej o wartość niezbędną do skompensowania tego opóźnienia fazy. Taki stan pracy generatora pociąga za sobą złą sprawność anodową lampy generacyjnej. W rezultacie sprawność generatora lampowego maleje ze wzrostem częstotliwości znacznie prędzej niż sprawność wzmacniacza zaopatrzonego w tę lampę (rys. 16-1). Granica wielkiej częstotliwości dla generatora jest równa około 2/3 częstotliwości granicznej dla wzmacniacza mocy z tą samą lampą.



Rys. 16-1. Charakterystyki mocy użytecznej typowego wzmacniacza klasy C pracującego na częstotliwościach do 300 MHz

16.2. WYMAGANIA DLA TRIOD W ZAKRESIE MIKROFALOWYM MIKROFALOWYM

Jak wynika z analizy trioda powinna spełniać szereg wymagań, które umożliwią jej pracę w zakresie mikrofal.

Warunki te są znacznie ostrzejsze od znanych nam wymagań stawianych lampom, pracującym w zakresie fal metrowych. Stosuje się tu lampy o specjalnych konstrukcjach.

W celu zmniejszenia czasu przelotu, odstępy między elektrodami powinny być jak najmniejsze. W specjalnych lampach dla fal decymetrowych odległość „siatka—katoda” dochodzi do wartości rzędu 0,1 mm, zaś odległość „siatka—anoda” rzędu 0,5 mm.

Zmniejszenie tych odległości powoduje jednak wzrost pojemności międzyelektrodowych, a zatem zmniejszenie oporności charakterystycznej obwodu Z_o, co prowadzi do zmniejszenia R_o obwodu lub jego sprawność η_o. Dlatego też wymiary elektrod powinny być, w miarę możliwości, małe.

Zmniejszenie wymiaru anody przy takiej samej mocy traconej w niej może doprowadzić do niedopuszczalnego jej nagrzewania. Konieczność stosowania jak najkrótszych doprowadzeń powoduje, że wymiary ogólne takich lamp są stosunkowo małe. Lampy fal decymetrowych wymagają już przy mocy kilkudziesięciu watów sztucznego chłodzenia powietrznego.

Z powodu małych wartości R_o obwodu, lampa musi dostarczać stosunkowo duży prąd składowej podstawowej; lampy zakresu fal decymetrowych mają przeważnie pośrednio żarzoną katodę tlenkową o dużej zdolności emisyjnej.

Wiele uwagi poświęca się konstrukcji doprowadzeń. Bowiem nawet stosunkowo nieduża indukcyjność doprowadzeń, która stwarza dodatkowo sprzężenie zwrotne w układzie wzmacniacza, może w danym zakresie częstotliwości doprowadzić do samowzbudzenia. W generatorze wzbudzającym indukcyjności takie stwarzałyby dodatkowe sprzężenie zwrotne, trudne do usunięcia. Dlatego doprowadzenia są wykonane przeważnie w postaci cylindrów o stosunkowo dużej średnicy, które łączą się z liniami koncentrycznymi albo stanowią przedłużenie tych linii, stosowanych zwykle przy tych lampach jako obwody rezonansowe. Prócz tego,

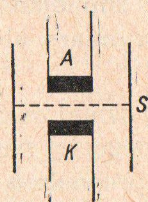
duże stosunkowo średnice, a zatem duże powierzchnie doprowadzeń, zmniejszają straty w nich oraz polepszają warunki chłodzenia.

16.3. TRIODY TARCZOWE

Rysunek 16-2 przedstawia schemat lampy dla mikrofal: płaska siatka *s* umieszczona jest między podstawą cylindrycznej anody *A* a płaskiej katody *K*. Ten typ lampy nosi nazwę lampy triodowej tarczowej (rys. 16-3).

Lampy tarczowe pracują najczęściej w układzie z uziemioną siatką zarówno w generatorach, jak i we wzmacniaczach.

Na cylindryczne odprowadzenia lampy są nasadzone rury, stanowiące obwody rezonansowe, wykonane w postaci odcinków linii



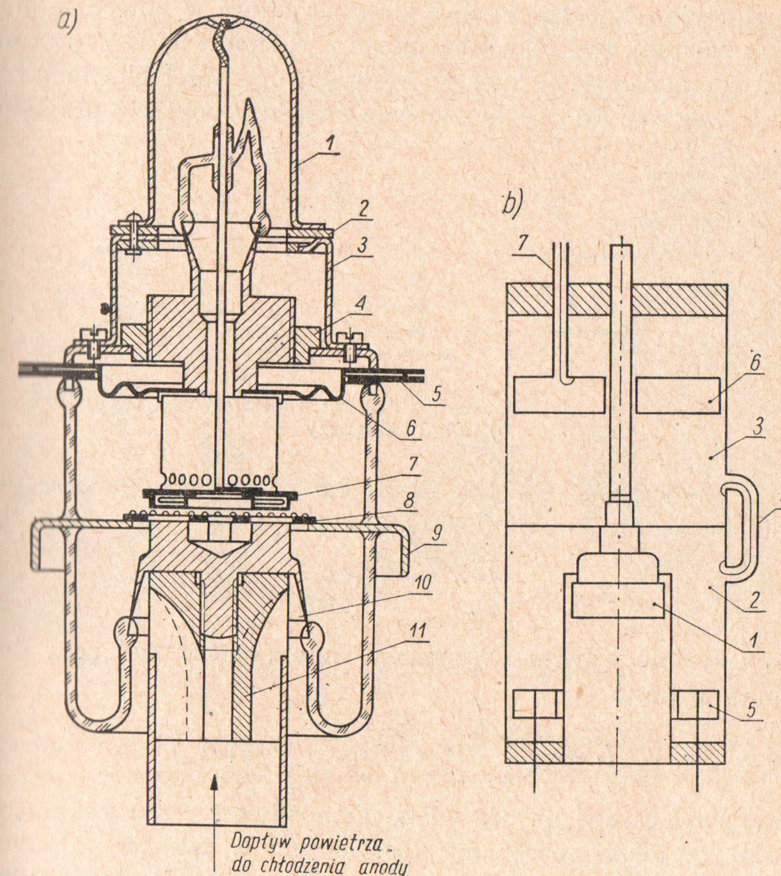
Rys. 16-2. Szkic układu elektrod

koncentrycznych, od długości których zależy częstotliwość rezonansowa obwodu. Rzadziej stosuje się rezonatory wnękowe, których częstotliwość rezonansowa zależy od ich wymiarów radialnych.

Duże stosunkowo wymiary rur, tworzących obwód, stanowią przewody o dużej powierzchni, co pozwala na zmniejszenie strat (czynnych); zamknięta konstrukcja obwodu chroni przed stratami wskutek promieniowania: w obwodzie takim, wobec braku zewnętrznych pól, są wykluczone dodatkowe straty w otaczających go przedmiotach oraz dodatkowe sprzężenia między obwodami, co mogłoby się stać przyczyną samowzbudzenia generatora obcowzbudnego (wzmacniacza). W generatorze samowzbudnym dodatkowe, nie uwzględnione sprzężenia zwrotne również są niepożądane.

Przykład włączenia takiego obwodu przedstawia rysunek 16-4, który dotyczy przypadku wzmacniacza.

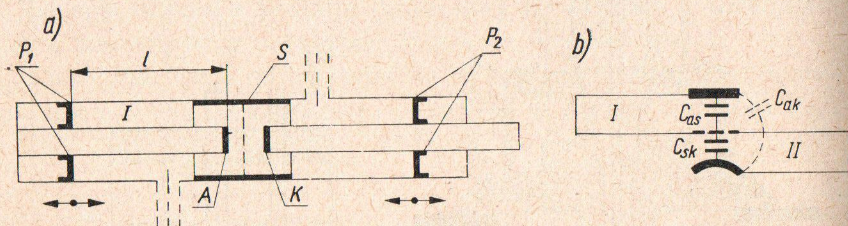
Wzmacniacze w.cz. triodowe zakresu fal decymetrowych mają zwykle układ, w którym obwód anodowy jest włączony między anodę i siatkę lampy (tj. według układu z uziemioną siatką), ponieważ w zakresie tym stosowanie jakiegokolwiek układu neutralizacyjnego jest niemożliwe.



Rys. 16-3. Nadawcza trioda tarczowa:
a) przekrój lampy:
1 — końcówka żarzenia, 2 — izolacja, 3 — końcówka katody, 4 — śruba do nastawienia odległości katoda-siatka, 5 — pierścień żelazoniklowy, 6 — miedziana membrana, 7 — katoda, 8 — siatka, 9 — końcówka siatki, 10 — anoda, 11 — końcówka anody;
b) lampa tarczowa z obwodami koncentrycznymi:
1 — lampa tarczowa, 2 — obwód wejściowy, 3 — obwód wyjściowy, 4 — linia sprzężenia zwrotnego, 5 — zwieracz obwodu wyjściowego, 6 — obwód sprzęgający, 7 — linia wyjściowa

Koncentryczne rurki, nasadzone na odprowadzenia elektrod lampy, stanowią obwód anodowy (*I*) i siatkowy (*II*). Obwody te stroi się za pomocą wkrętów strojeniowych; położenie wkrętów strojeniowych P_1 i P_2 określa długość robocza każdej linii koncentrycznej.

Indukcyjność zastępcza linii koncentrycznej w obwodzie anodowym powinna być taka, aby razem z pojemnością C_{as} tworzyła obwód rezonansowy. O rzędzie wielkości oporności biernych obwodu w zakresie fal decymetrowych świadczy poniższy przykład.



Rys. 16-4. Schemat lampy tarczowej z liniami koncentrycznymi: *a*) schemat, *b*) układ zastępczy

Jeżeli pojemność C_{as} jest rzędu 2,5 pF, to jej oporność pojemnościowa przy fali o długości 20 cm wynosi

$$X_{C_{as}} = \frac{478\,\lambda}{C_{as}} = \frac{478 \cdot 0{,}2}{2{,}5} = 38\ \Omega$$

Aby spełnić warunek rezonansu indukcyjność zastępcza linii powinna wynosić

$$L = \frac{253\,\lambda^2}{C_{as}} = \frac{253 \cdot 0{,}2^2}{2{,}5} \approx 4\ \mu\text{H}$$

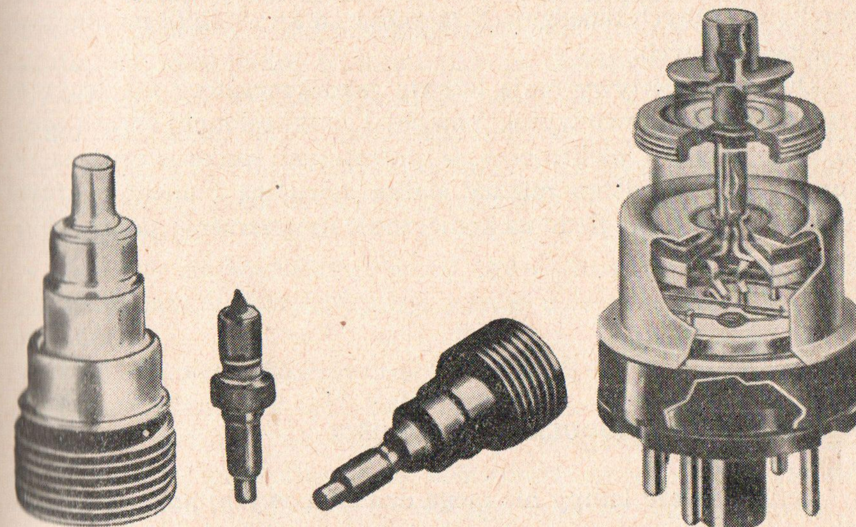
Zwróćmy uwagę na oczywistą niemożliwość zastosowania takiej indukcyjności sposobami stosowanymi w zakresie fal dłuższych, skoro 1 centymetr taśmy lub rurki ma indukcyjność kilku centymetrów, nie mówiąc już o istniejącej zawsze indukcyjności doprowadzeń elektrod lampy i o bardzo dużej stratności takiego obwodu.

Oporność bierna linii zwartej na końcu X_l określa wyrażenie

$$X_l = \omega L_c = Z_0 \operatorname{tg} ml = Z_0 \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}$$

z którego wynika, że można uzyskać małą oporność $X_l = X_{C_{as}}$ przy stosunkowo dużej długości linii l, jeżeli jej oporność charakterystyczna Z_0 jest dostatecznie mała. A zatem przy danej pojemności C_{as} można zrealizować indukcyjność obwodu w postaci linii, mającej w wielu przypadkach wystarczającą, praktycznie dopuszczalną długość.

Wielką w zasadzie stałość obwodów pod względem częstotliwości obniżają w znacznym stopniu połączenia stykowe, a głównie zmiany pojemności międzyelektrodowych przy zmianie napięć



Rys. 16-5. Triody tarczowe różnej mocy

zasilających i wymianie lamp. Wpływ niestałości pojemności międzyelektrodowych jest tym słabszy, im długość linii jest bliższa $\frac{\lambda}{4}$; zmniejsza się on również z przedłużeniem linii o całkowitą liczbę półfal (zwarty koniec linii w drugim albo trzecim węźle napięcia). Przy tym jednak wzmaga się wpływ rozszerzalności cieplnej samego obwodu. Przy zmianie napięć zasilających, a także warunków pracy, odchylenie częstotliwości jest spowodowane nie tylko przez wahania temperatury w lampie, lecz także przez zmiany przesunięć fazowych, uwarunkowanych bezwładnością elektronów.

Obecnie triody znajdują zastosowanie w zakresie fal do 10 cm. Z generatorów triodowych uzyskuje się moce kilkudziesięciu watów przy falach rzędu 30 cm, a kilku watów przy falach bliskich 10 cm. Dane te dotyczą pracy ciągłej. Przy pracy impulsowej moc generatora triodowego sięga setek i tysięcy watów.

Wygląd triody tarczowej przedstawia rys. 16-5.

Generatory triodowe znalazły zastosowanie o wspomnianych wyżej mocach i pozwalające na stosunkowo łatwe przestrajanie w szerokim zakresie fal. Stosuje się je w radiolokacji, radionawigacji i w różnych dziedzinach łączności, a szczególnie na stacjach przekaźnikowych.

Duże perspektywy mają tetrody jako generatory fal decymetrowych; stosunkowo wysoki potencjał siatki osłonnej skraca często czas przelotu elektronów w przestrzeni siatka sterująca — anoda, chociaż odstęp między siatką sterującą i anodą wzrasta odpowiednio (ze względu na konieczność umieszczenia siatki osłonnej).

17. KLISTRONY

17.1. ZASADA MODULACJI PRĘDKOŚCI

To, że zwykłe lampy nie mogą działać powyżej pewnej częstotliwości granicznej, spowodowało konieczność budowy lamp specjalnych, działających na zasadzie modulacji prędkości elektronów.

Najważniejszą z takich lamp jest klistron stosowany do częstotliwości 30 000 MHz.

W celu wyjaśnienia zasady, na której opiera się działanie klistronu, musimy jeszcze raz zatrzymać się nad działaniem triodowego wzmacniacza mocy i rozpatrzyć go z nieco ogólniejszego punktu widzenia.

Elektron na swej drodze od katody do anody, przyspieszany przez napięcie baterii U_{so}, otrzymuje od niej energię eU_{ao}, która przy zderzeniu się elektronu z anodą wydzieliłaby się całkowicie w postaci ciepła, gdyby na anodzie nie było napięcia zmiennego U_a. Elektron, poruszający się w kierunku anody, pozostaje przez pewien czas, odpowiadający ujemnej połowie okresu napięcia U_a, pod działaniem hamującego pola. W tym właśnie czasie elektron przekazuje pewną część energii eU_a obwodowi rezonansowemu, wobec czego w bezużyteczne ciepło zamienia się mniejsza ilość energii: $eU_{ao}-eu_a = e(U_{ao}-u_a)$.

Poruszający się elektron w ciągu pewnego czasu, odpowiadającego dodatniemu półokresowi drgań u_a, jest przyspieszany przez dodatnie napięcie u_a. W tym właśnie czasie elektron odbiera od pola wielkiej częstotliwości energię eu_a, a przy zderzeniu się z anodą oddaje w postaci ciepła energię $e(U_{ao}-u_a)$. Jak widzimy, skuteczna praca lampy wymaga, aby, po pierwsze, elektrony przelatywały tylko podczas ujemnego półokresu, a jeszcze lepiej — tylko podczas tej jego części, kiedy wartość u_a jest bliska ujemnej amplitudy, po drugie, aby amplituda U_{ma} była możliwie duża; innymi słowy prąd powinien przepływać w postaci krótkotrwałych impulsów.

Analogiczne warunki powinny być zachowane i w klistronie, jednakże lampy charakteryzują jeszcze dwa zjawiska zachodzące w nich:

1. Elektrony pobierają energię z baterii i oddają ją polu wielkiej częstotliwości w tych samych (lub prawie tych samych) częściach przestrzeni wewnątrz lampy. Wzajemne oddziaływanie pola wielkiej częstotliwości i elektronów przy bardzo wielkich częstotliwościach odbywa się w ciągu znacznej części okresu.

2. Grupowanie elektronów (w czasie) w postaci impulsów odbywa się za pomocą siatki sterującej, znajdującej się na drodze przyspieszanych elektronów; przy bardzo wielkich częstotliwościach elektrony pobierają znaczną energię ze źródła wzbudzenia.

Przy takiej konstrukcji lampy impulsy prądu anodowego, na skutek bezwładności elektronów, ulegają rozciąganiu, zaś źródło napięcia wzbudzenia jest obciążone przez dodatkową oporność czynną, co uniemożliwia skuteczną pracę generatora przy bardzo wielkich częstotliwościach.

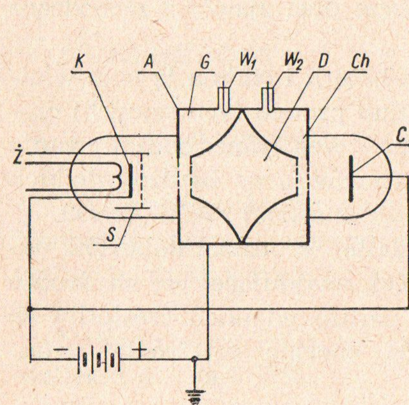
Stosowana w takich lampach metoda nie jest jedyną możliwą. Można sobie wyobrazić przyrząd elektronowy (takim właśnie przyrządem jest klistron), w którym elektrony na początku swej drogi uzyskują przyspieszenie od baterii anodowej w przestrzeni,

gdzie nie ma pola wielkiej częstotliwości (przestrzeń przyspieszenia). Następnie, przyspieszone już elektrony przelatują do drugiej przestrzeni (w celu umożliwienia przelotu elektronów elektroda ta musi mieć strukturę siatkową), gdzie istnieje tylko pole wielkiej częstotliwości, któremu oddają uzyskaną energię (przestrzeń chwytna). Jednak, aby w przestrzeni chwytnej w odpowiednim czasie powstawały krótkotrwałe impulsy prądu, elektrony muszą być uprzednio zgrupowane.

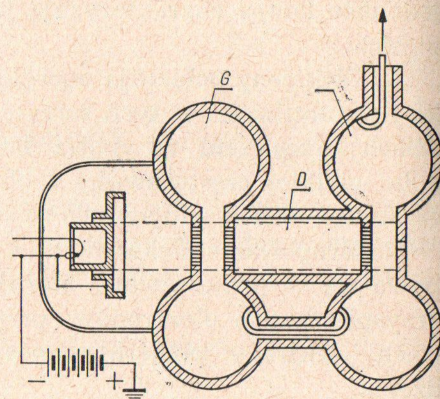
W klistronie zgrupowania dokonuje się przez oddziaływanie na prędkość elektronów (modulacja prędkości) przelatujących w różnych chwilach przez rezonator „grupujący".

17.2. KLISTRON DWUOBWODOWY

Rysunki 17-1 i 17-2 przedstawiają budowę klistronu. Cylindryczna konstrukcja metalowa A, oznaczona na rys. 17-1 grubymi liniami, składa się z dwóch przylegających do siebie rezonatorów



Rys. 17-1. Schemat klistronu



Rys. 7-2. Budowa klistronu dwuobwodowego

wnękowych, z których pierwszy nosi nazwę wejściowego lub grupującego G, drugi zaś — wyjściowego lub chwytnego Ch (rysunek 17-2).

Rezonatory (G i Ch) mają kształt toroidów i są zaopatrzone w dwie blisko siebie umieszczone siatki. Obydwa toroidy są połączone z sobą metalową rurą, stanowiącą tzw. „obszar przelo-

towy" D. Jeżeli w jednym z rezonatorów wzbudzać drgania wielkiej częstotliwości, to w małej przestrzeni pomiędzy jego siatkami powstanie pole wielkiej częstotliwości, natomiast poza rezonatorem, w obszarze przelotowym w rurze D zmiennego pola elektrycznie nie będzie.

Rezonatory na rys. 17-1, którym nadano nieco inny kształt, stykają się bezpośrednio z sobą tak, że obszar przelotowy D znajduje się pomiędzy zwróconymi do siebie powierzchniami obu rezonatorów.

Elektrony, emitowane przez katodę K, pod działaniem napięcia stałego U_{ao} zostają przyspieszone. Elektrony te, skupione w postaci cienkiej wiązki za pomocą elektrody skupiającej (oprócz pewnej ilości, która zatrzymuje się na siatkach), przelatując przez obszar przelotowy D i przez siatki rezonatora chwytnego są odprowadzane przez elektrodę zbierającą (kolektor C).

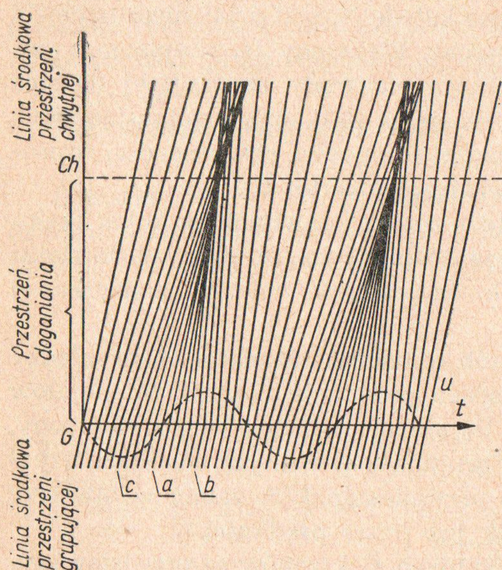
Elektrony, które wyleciały w różnych chwilach, wskutek braku pola zmiennego w rezonatorze grupującym, przylatując do siatki tego rezonatora, mają jednakową prędkość, zależną od uzyskanej energii potencjalnej eU_{ao}.

Jeżeli w jakikolwiek sposób wzbudzać rezonator G, to między siatkami rezonatora grupującego powstanie różnica potencjałów wielkiej częstotliwości $u = U_m \sin \omega t$, wskutek czego elektrony, przelatujące przez rezonator grupujący w różnych chwilach, uzyskują tam różne, dodatkowe przyspieszenia. A zatem w obszarze przelotowym elektrony mają już różne prędkości.

Na rys. 17-3 tory poszczególnych elektronów są przedstawione za pomocą linii, których nachylenie jest miarą prędkości elektronów w odpowiednich punktach. Linia pozioma G przedstawia położenie środka rezonatora grupującego, a linia Ch — położenie środka rezonatora chwytnego. Zakładamy, że odległość między siatkami w każdym rezonatorze jest bardzo mała. Elektron a przelatuje przez otwór w siatce rezonatora grupującego w chwili, kiedy napięcie u, zmieniając swą wartość z ujemnej na dodatnią, staje się równe zeru. Dlatego nie uzyskuje on tutaj żadnego dodatkowego przyspieszenia i porusza się w obszarze przelotowym z nie zmienioną prędkością (nachylenie odpowiedniej linii nie ulega zmianie). Elektron b, wpadający do rezonatora grupującego nieco później, zastaje już w szczelinie między siatkami napięcie

dodatnie przyspieszające go; dlatego będzie się on poruszał w obszarze przelotowym z większą prędkością i w pewnej odległości od siatek dogoni poprzedni elektron a. Elektron c, przeciwnie, w szczelinie między siatkami rezonatora grupującego zastaje pole o przeciwnym kierunku, które go hamuje. W obszarze przelotowym będzie się on poruszał ze zmniejszoną prędkością i dlatego wyprzedzą go elektrony a i b, które leciały później z katody.

A zatem elektrony, które dolatują do siatek rezonatora grupującego w chwili, kiedy napięcie urośnie, niezależnie od tego, czy wyleciały wcześniej czy później, po wylocie z rezonatora grupującego w pewnej od niego odległości, starają się w swoim dalszym ruchu skupiać się wokół elektronu a.



Rys. 17-3. Tory elektronów w klistronie

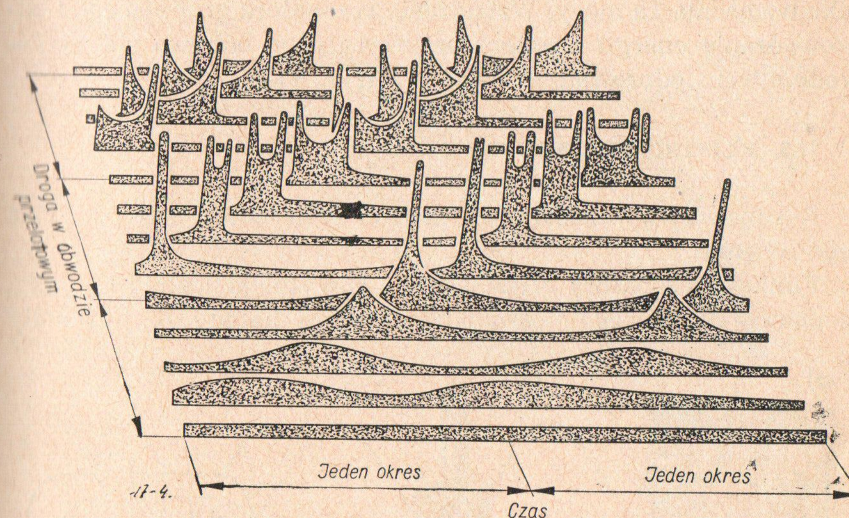
W obszarze przelotowym, oprócz zagęszczeń elektronów, powstają rozrzedzenia, utworzone przez te elektrony, które przeleciały przez szczelinę rezonatora grupującego wtedy, kiedy napięcie u malało.

Tak przez oddziaływanie na prędkość elektronów (modulacja prędkości) otrzymujemy strumień elektronowy o zmiennej gęstości.

Jeżeli odległość między rezonatorem chwytnym i rezonatorem grupującym jest taka jak na rys. 17-3, to w płaszczyźnie siatek rezonatora chwytnego zjawią się zagęszczenia okresowe, po jednym zagęszczeniu w przeciągu każdego okresu wielkiej częstotliwości tak, jak to przedstawiają rys. 17-3 i 17-4. Jak widać z rysunku 17-4, w pewnej określonej odległości od rezonatora grupującego elektrony tworzą ostre impulsy prądu konwekcyjnego, które następnie rozciągają się, po czym znowu mają tendencję do tworzenia ostrych impulsów.

Impulsy prądu konwekcyjnego indukują w ściankach rezonatora chwytnego (Ch) impulsy prądu, powtarzające się z częstotliwością drgań w rezonatorze grupującym i w ten sposób powstają w rezonatorze chwytnym drgania wielkiej częstotliwości.

Energię przenikającą do rezonatora chwytnego otrzymuje się kosztem wytworzonej przez źródło stałego napięcia U_{ao} energii kinetycznej elektronów, które w rezonatorze chwytnym napotykają na hamujące je pole drgań wielkiej częstotliwości. Jeżeli



Rys. 17-4. Wykresy przedstawiające obrazowo grupowanie elektronów w klistronach. Na wykresach tych przyjęto, iż elektron odniesienia wkracza w obszar przelotowy w chwili i w miejscu odpowiadającym lewemu dolnemu kątowi wykresu. Wysokość wykresu jest proporcjonalna do gęstości elektronów w danym miejscu obszaru przelotowego i czasie

rezonator chwytny jest dostrojony dokładnie do rezonansu, to między składową podstawową indukowanego w nim prądu a napięciem między jego siatkami nie ma przesunięcia fazowego. Impulsy zjawiają się dopiero wtedy, kiedy napięcie osiąga wartość maksymalną. Wówczas hamuje ono najmocniej zjawiające się skupienia elektronów. W takich warunkach elektrony dostarczają maksimum energii.

Elektrony wylatują z rezonatora chwytnego ze zmniejszoną prędkością. Reszta nie wyzyskanej energii kinetycznej elektronów,

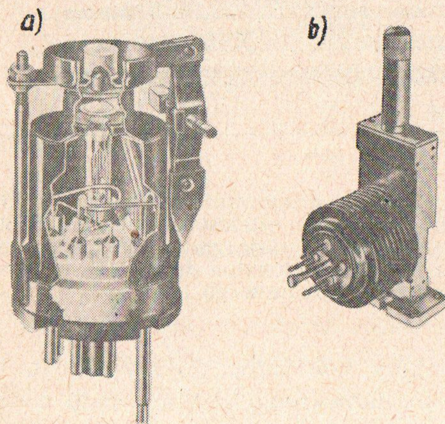
wylatujących z rezonatora chwytnego, zamienia się w ciepło, gdy elektrony uderzają o elektrodę zbierającą C (rys. 17-1).

Wobec tego, że zgrupowanie elektronów nie wymaga dużego napięcia między siatkami rezonatora grupującego i ponieważ zachodzi tu na przemian przyspieszanie i hamowanie elektronów, przeto moc zużywana przez rezonator grupujący jest znacznie mniejsza od mocy drgań wzbudzanych przez prądy indukowane w rezonatorze chwytnym. Dlatego takiego klistronu można użyć jako wzmacniacza mocy. Wzbudzenie rezonatora grupującego i odprowadzanie energii z rezonatora chwytnego odbywa się za pośrednictwem odprowadzeń W_1 i W_2 (rys. 17-1).

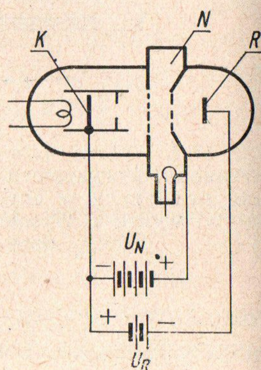
17.3. KLISTRON REFLEKSOWY

Rysunek 17-5 przedstawia klistron refleksowy, zaś rys. 17-6 jego schemat.

Funkcje rezonatora grupującego i chwytnego spełnia tu jeden rezonator N, którego potencjał względem katody K jest stały



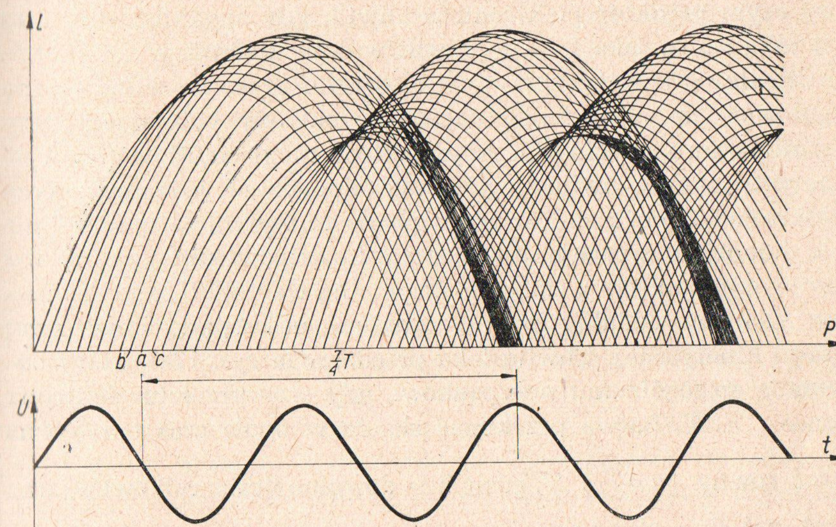
Rys. 17-5. Klistron refleksowy: *a)* 2 K 25, *b)* RK 7



Rys. 17-6. Klistron refleksowy

i wynosi U_N. Elektroda odbijająca R (reflektor) ma zwykle potencjał ujemny U_R. Skupiony strumień elektronów jest przyspieszany przez napięcie U_N. Strumień ten przechodzi przez otwory w siatce rezonatora N. W dalszej drodze elektrony tego strumienia napotykają na hamujące je pole, zawracają i znów przelatują przez otwory w siatce rezonatora, lecz w odwrotnym już kierunku.

Jeżeli w rezonatorze będziemy wzbudzać drgania wielkiej częstotliwości, to elektrony, mijające siatkę w kierunku elektrody R, uzyskują od pola wielkiej częstotliwości przyspieszenie o różnej wartości i w dalszej swej drodze następuje ich zgrupowanie, przechodząc przez szczelinę rezonatora w kierunku przeciwnym jako zmodulowane natężeniowo (gęstościowo) strumienie.



Rys. 17-7. Wykresy przedstawiające w funkcji czasu pozycję elektronu w przestrzeni rezonator-reflektor klistronu. Z wykresów widać, że elektrony grupują się dookoła elektronu „odniesienia", który przechodzi przez szczelinę rezonatora w momencie, gdy napięcie zmienne przechodzi przez zero, zmieniając się od dodatnich do ujemnych wartości

Jeżeli na osi odciętych będziemy odmierzali czas, a na osi rzędnych — odległość elektronu od rezonatora, to krzywa przedstawiająca ruch elektronu będzie parabolą, tj. krzywą podobną do tej, która przedstawia ruch ciała, wyrzuconego w górę, pod działaniem siły ciężkości. W obu przypadkach prędkość początkowa maleje pod działaniem stałej, hamującej siły.

Na rys. 17-7 prosta P przedstawia położenie szczeliny rezonatora. Załóżmy, że w rezonatorze wzbudzono drgania, przy czym

napięcie między jego siatkami ma kształt przedstawiony na rys. 17-7 krzywą U. Elektron a, przelatujący przez szczelinę w chwili t_0, kiedy napięcie wielkiej częstotliwości, zmieniając swój znak z dodatniego na ujemny, jest równe zeru, nie doznaje tu dodatkowego przyspieszenia. Za rezonatorem prędkość tego elektronu, znajdującego się w stałym, hamującym go polu, zmniejsza się. W pewnej odległości od elektrody odbijającej R elektron ten zawraca i uzyskawszy pewne przyspieszenie w tym kierunku, w pewnej chwili t_1 przelatuje przez otwory w siatce rezonatora, przy czym prędkość elektronu w chwili, gdy się zbliża do siatki jest taka sama, jaka była w chwili wylotu z siatki.

Chwilę powtórnego przejścia elektronu przez szczelinę można regulować, np. zmieniając napięcie elektrody odbijającej przy niezmiennym napięciu U_N. Aby elektron mógł oddać swą energię kinetyczną polu, chwila ta powinna odpowiadać jednemu z tych półokresów u, podczas którego napięcie to wytwarza w szczelinie pole hamujące wracający elektron. Najodpowiedniejsza byłaby chwila, gdy napięcie u osiąga maksymalną wartość U_m, gdyż wówczas elektron oddałby polu rezonatora największą część swej energii kinetycznej. Chwilę taką przedstawia rys. 17-7, który odpowiada szczególnemu przypadkowi, gdy czas przelotu elektronu wynosi $1^3/_4$ T. Łatwo przekonać się, że w ogóle czas ten można obrać równy $\left(n+\frac{3}{4}\right)T$, gdzie n — dowolna liczba całkowita (oraz zero), zaś T — okres drgań.

Elektron b (rys. 17-7), który poruszając się w kierunku od katody, minął szczelinę nieco wcześniej niż elektron a, doznaje od pola rezonatora dodatkowego przyspieszenia. Dlatego odlatuje on od siatek rezonatora na odległość większą niż elektron a. Tor elektronu b jest dłuższy; czas jego przelotu jest również większy od czasu przelotu elektronu a.

Na odwrót, późniejszy elektron c napotyka już w szczelinie rezonatora pole hamujące, które zmniejsza jego prędkość, wskutek czego zawróci on wcześniej, jego droga będzie krótsza, a czas przelotu mniejszy, aniżeli czas przelotu elektronu a. Wyłania się zatem czynnik zmuszający elektrony, tak wcześniejsze jak i późniejsze, do powtórnego przelotu przez szczelinę jednocześnie z elektronem a. W tym przypadku, podobnie jak w poprzednio opisanym klistronie dwuobwodowym, zachodzi modulacja prędkości elektronów, na skutek której następuje nowy rozkład gęstości ładunków tak, że powracające strumienie są modulowane gęstościowo (natężeniowo). Pożądane jest, aby powrót strumieni elektronów, zmodulowanych gęstościowo, nastąpił w chwilach, kiedy pole hamujące w rezonatorze osiąga wartość maksymalną.

Naturalnie, energia drgań wielkiej częstotliwości, jaką wytwarza klistron, pochodzi ze źródła napięcia U_N. Jak w każdym generatorze samowzbudnym, praprzyczynę drgań stanowią nieznaczne fluktuacje, które zawsze mają miejsce zarówno w obwodzie, jak i w strumieniu elektronowym.

Częstotliwość drgań zależy przede wszystkim od częstotliwości własnej rezonatora. W celu wzbudzenia drgań w klistronie, należy dobrać odpowiedni czas przelotu, który zależy od odległości pomiędzy rezonatorem a elektrodą odbijającą oraz od doprowadzonych do nich napięć stałych.

Podobnie jak w triodowym generatorze, częstotliwość drgań na ogół nie jest dokładnie równa częstotliwości własnej obwodu (rezonatora), lecz wynika z warunku faz. Analizując idealne warunki (przy których wszystkie skupione w strumieniu elektrony wlatują do rezonatora równocześnie z elektronem a i mijają szczelinę w ciągu znikomo małego okresu czasu), na podstawie prostego rozważania możemy stwierdzić, że częstotliwość wzbudzanych drgań jest dokładnie równa częstotliwości własnej rezonatora $f_0=\frac{1}{T_0}$, jeżeli czas przelotu t jest dokładnie równy $\left(n+\frac{3}{4}\right)T_0$. np. $1^3/_4$ T_0.

Przy pracy klistronu w szerokim zakresie częstotliwości zmieniamy zazwyczaj jednocześnie częstotliwość rezonansową obwodu i napięcie na elektrodzie odbijającej.

Nadmieniamy, że warunki grupowania elektronów, a zatem i wartość składowej podstawowej prądu indukowanego, zależą w znacznym stopniu od wartości zmiennego napięcia u. Przy zmianie obciążenia obwodu (zmiana R_0) moc użyteczna zmienia się również, przy czym zależność mocy użytecznej od obciążenia ma maksimum. Ze wzrostem n zmniejsza się moc i sprawność klistronu refleksowego. Sprawność klistronu refleksowego jest bardzo mała i wynosi zaledwie kilka procent.

18. LAMPY O FALI BIEŻĄCEJ

18.1. WADY KLISTRONÓW

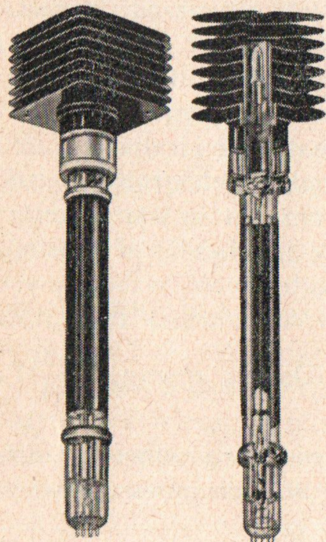
Następujące wady klistronów doprowadziły do konstrukcji lampy z falą bieżącą:

1. Oddziaływanie między wiązką elektronową a polem elektromagnetycznym rezonatorów nie jest w klistronie dość skuteczne, ponieważ z powodu stosunkowo długiego czasu przelotu elektronów między siatkami rezonatora nie udaje się uzyskać takich warunków, aby energia wszystkich elektronów była dobrze przekazywana polu wielkiej częstotliwości.

2. Wspomniana mała skuteczność oddziaływania wiązki i pola, jak również wysoki poziom szumów własnych w klistronie są przyczyną małej czułości klistronów wzmacniających.

3. Klistrony wzmacniające nie zapewniają w urządzeniach bardzo wielkiej częstotliwości niezbędnej szerokiej wstęgi przepuszczanych częstotliwości.

Rysunek 18-1 przedstawia tego typu lampę.



Rys. 18-1. Lampa z falą bieżącą

18.2. ZASADA DZIAŁANIA

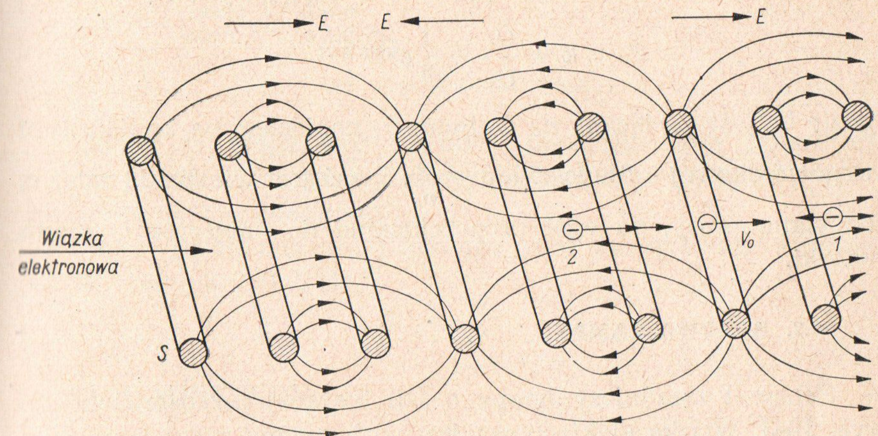
W lampach tych wiązka elektronowa oddziałuje nie na pole elektromagnetyczne znajdujące się w ograniczonym obszarze rezonatorów, lecz na pole elektromagnetyczne poruszające się z taką samą szybkością, z jaką poruszają się elektrony wiązki. Przy takim równoczesnym przesuwaniu się elektronów i pola, elektrony znajdujące się w tej części pola, gdzie podlegają hamowaniu, mogą całkowicie oddawać mu swą energię.

Szybkość elektronów poruszających się pod wpływem napięcia przyspieszającego 2÷3 kV jest rzędu jednej dziesiątej szybkości światła.

W celu otrzymania pola elektromagnetycznego, które przesuwałoby się z taką samą szybkością jak elektrony w wiązce, stosuje się linię współśrodkową, której przewód wewnętrzny jest skręcony w postaci spirali. Przy przepływie przez spiralę prądu zmiennego jego pole elektromagnetyczne będzie rozchodziło się wzdłuż drutu spirali z szybkością bliską szybkości światła, natomiast wzdłuż osi spirali szybkość fazowa rozchodzenia się będzie tyle razy mniejsza, ile razy długość jednego zwoju spirali $\pi \cdot d_{sp}$ jest większa od skoku spirali (tj. odległości między zwojami) h_{sp}; zatem

$$v_f = \frac{v_{św} \cdot h_{sp}}{\pi \cdot d_{sp}}$$

Na rys. 18-2 pokazano linie elektryczne sił pola, które zakładamy jako przesuwające się od strony lewej do prawej; jeśli



Rys. 18-2. Zasada działania lampy z falą bieżącą

w tym samym kierunku wzdłuż osi, również z taką samą szybkością będzie się poruszała wiązka elektronowa, wówczas elektrony, które się znalazły w obszarze pola oznaczonego punktem *1*, będą stale przyhamowywane, elektrony znajdujące się w obszarze punktu *2* będą stale przyspieszane, a elektrony poruszające się w punktach między tymi obszarami (tam gdzie pole w kierunku osiowym jest równe zeru) nie będą doznawały ani hamowania, ani przyspieszania i będą kontynuowały ruch z szybkością v_0.

Wskutek zmian szybkości elektronów w obszarach *1* i *2* wystąpi grupowanie wiązki elektronowej, która przekształca się w wiązkę o zmiennej gęstości. Ale powstała w wiązce składowa zmienna prądu będzie wzbudzała w spirali prąd zmienny i wytwarzała pole elektromagnetyczne, które nakładając się na pole początkowe będzie je wzmacniało.

Jeśli początkowo na równomierną wiązkę nie modulowaną działało słabe pole, wytworzone przez jakieś zewnętrzne źródło, to modulowana przez to pole wiązka wzbudza silniejsze już pole, które ze swej strony silniej moduluje wiązkę itd.

W miarę przesuwania się wiązki elektronowej w polu elektromagnetycznym wzdłuż spirali, pole stale się potęguje i na wyjściu linii o dostatecznie długiej spirali otrzymamy napięcie wielokrotnie większe od napięcia wejściowego.

Stopień wzmocnienia lampy o fali bieżącej wynosi

$$k = \frac{\overline{U}_2}{\overline{U}_1} = \frac{1}{3} e^{0,866\,\beta C l}$$

gdzie $\overline{U}_1$ jest napięciem na wejściu, $\overline{U}_2$ napięciem na wyjściu linii współśrodkowej o długości l, $\beta = \frac{\omega}{v_0}$, C zaś jest wielkością zależną od stanu pracy, na ogół proporcjonalna do natężenia I_0 prądu wiązki.

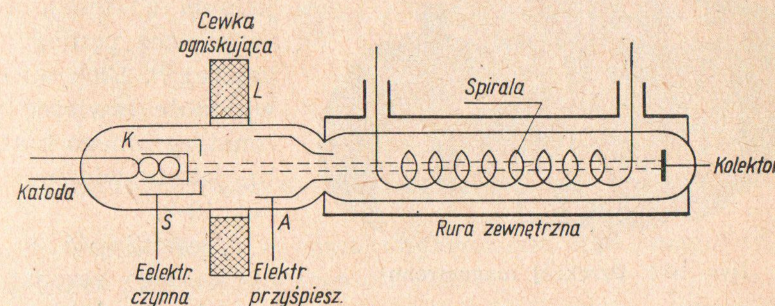
18.3. BUDOWA LAMPY

Schemat zasadniczy lampy o fali bieżącej przedstawiono na rys. 18-3. Wiązka elektronowa jest wytwarzana przez wyrzutnię składającą się z katody *K*, elektrody czynnej *S*, elektrody przyspieszającej *A* oraz cewki ogniskującej *L*. Wyrzutnia znajduje się w rurze próżniowej, kwarcowej lub szklanej, wzdłuż której umieszczony jest zwinięty w spiralę przewód. Spirala stanowi przewód wewnętrzny linii współśrodkowej, której zewnętrznym przewodem jest rura metalowa otaczająca lampę. Na końcu rury próżniowej znajduje się kolektor, do którego dochodzą elektrony wiązki po wykonaniu swego zadania.

Dla przykładu podamy rozmiary elektrod jednego z rozwiązań lampy o fali bieżącej. Spirala o długości 60 cm posiada 420 zwojów

o średnicy 4,8 cm z drutu o grubości 0,71 mm; przy napięciu przyspieszającym około 2 kV i prądzie wiązki 50 μA lampa dawała 14-krotne wzmocnienie mocy na fali około 9 cm.

Lampy z falą bieżącą posiadają bardzo szerokie pasmo przepustowe częstotliwości oraz niski poziom szumów, co czyni je szczególnie dogodnymi do zastosowania w urządzeniach odbiorczych w zakresie bardzo wielkich częstotliwości.



Rys. 18-3. Budowa lampy

Lampy te mogą być również stosowane jako generatory o wzbudzaniu własnym; wystarczy do tego celu sprzęgnąć zwrotnie ich wyjście z wejściem.

Lampy o fali bieżącej stosowane są w zakresie częstotliwości od ok. 200÷50 000 MHz.

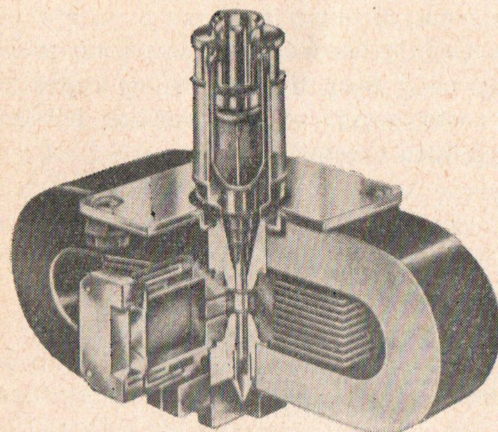
19. MAGNETRON

19.1. MAGNETRON WIELOOBWODOWY

W magnetronach elektrony podlegają równocześnie działaniu pola elektrycznego i stałego pola magnetycznego; źródłem drugiego pola jest zwykle magnes trwały.

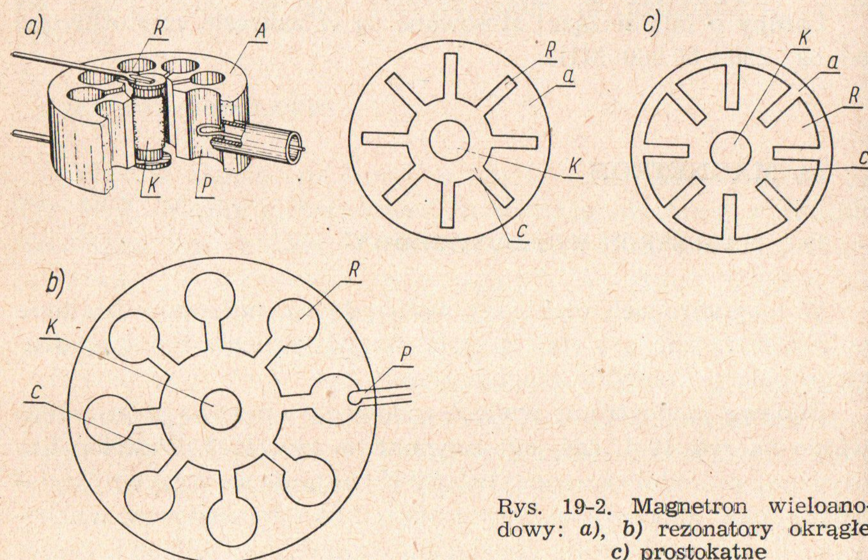
Budowę magnetronu wieloobwodowego wnękowego przedstawiono na rys. 19-1, zaś jego schemat na rys. 19-2. Wokół cylindrycznej, pośrednio żarzonej katody *K* znajduje się masywny, miedziany blok anodowy *A*, zawierający kilka rezonatorów wnękowych *R*, w postaci cylindrycznych otworów ze szczelinami. Szcze-

liny te łączą rezonatory z przestrzenią „wokół katody" (z tzw. obszarem oddziaływania), w której odbywa się ruch elektronów.

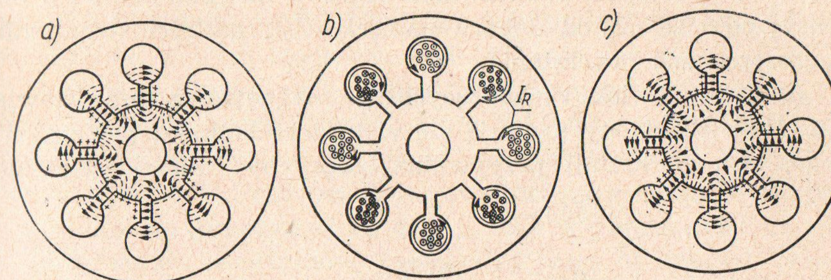

Rys. 19-1. Przekrój magnetronu

Energię wielkiej częstotliwości odprowadza się za pomocą kabla koncentrycznego lub falowodu, sprzężonego z jednym z rezonatorów za pomocą pętli sprzęgającej P. Blok anodowy może zawierać rezonatory innego kształtu, jak to widzimy na rys. 19-2.

Częstotliwość własna każdego rezonatora tego typu zależy przede wszystkim od kształtu i wymiarów przekroju, prostopadłego do osi. Ponieważ blok anodowy przedstawia system rezonatorów, między którymi istnieje sprzężenie elektromagnetyczne, to na podstawie analogii do zwykłych obwodów sprzężonych, możemy stwierdzić, że rozpatrywany układ ma niejedną częstotliwość rezonansową. Istotnie, magnetron taki ma większą liczbę częstotliwości rezonansowych, przy czym każdej z nich odpowiada specyficzny rodzaj drgań o charakterystycznym dla danego drgania rozkładzie pola wielkiej częstotliwości.

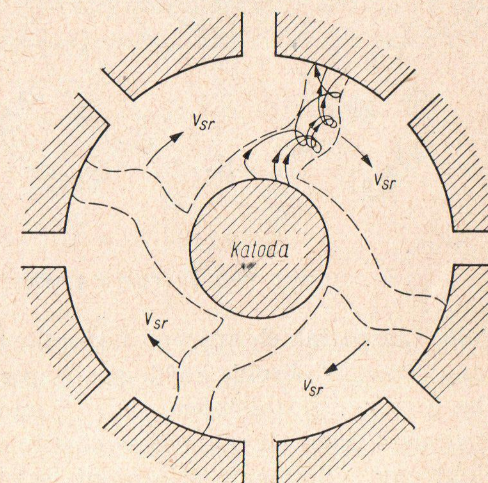


Rys. 19-2. Magnetron wieloanodowy: *a*), *b*) rezonatory okrągłe, *c*) prostokątne



Rys. 19-3. Rozkład pola elektrycznego i magnetycznego w magnetronie

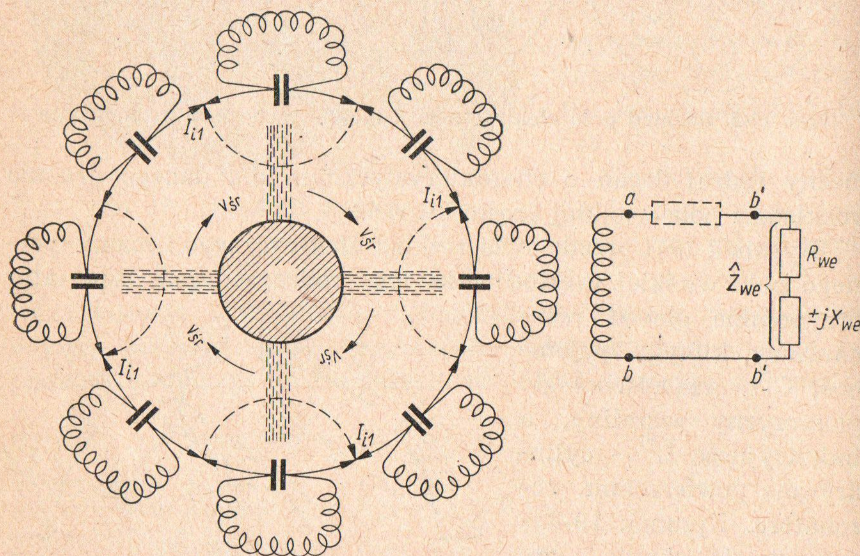
Rysunek 19-3 przedstawia rozkład elektrycznego i magnetycznego pola wielkiej częstotliwości tego rodzaju drgań. Rezonator przypomina obwód rezonansowy, którego pojemność C tworzą równoległe płaszczyzny szczeliny, a indukcyjność L — cylindryczna powierzchnia rezonatora. Rysunek 19-3 *a* przedstawia chwilę, gdy napięcie wielkiej częstotliwości u osiąga wartość maksymalną. Po upływie 1/4 okresu (rys. 19-3 *b*) prąd I_R w rezonatorach osiąga wartość maksymalną; pola elektrycznego nie ma. Po upływie następnej ćwierci okresu (rysunek 19-3 *c*) pole elektryczne znowu osiąga wartość maksymalną, kierunek jednak linii sił jest przeciwny kierunkowi przedstawionemu na rys. 19-3 *a*.



Rys. 19-4. Przebieg elektronów w magnetronie

Magnetron znajduje się w stałym polu magnetycznym, skierowanym równolegle do osi katody. Między anodą a katodą doprowadza się stałe napięcie U_{ao} (przy pracy impulsowej — impuls napięcia). Możliwość powstawania drgań w magnetronie i ich intensywność zależą od doboru napięcia U_{ao}, gęstości strumienia magnetycznego i obciążenia.

Analizę zjawisk zachodzących w magnetronie przedstawia rys. 19-4. Elektrony grupują się w postaci ładunku przestrzennego, którego kształt przypomina „szprychy" obracającego się



Rys. 19-5. Przepływ prądów w magnetronie

koła. Liczba takich szprych (strumieni) równa jest liczbie par rezonatorów. W obrębie każdego strumienia elektrony wykonują ruchy pętlicowe, zbliżające się do anody. Elektrony na końcach strumieni uderzają o anodę w chwili, gdy z katody wylatują nowe elektrony. Wirowanie strumieni jest zsynchronizowane z częstotliwością drgań: w ciągu półokresu wielkiej częstotliwości strumień obraca się o kąt równy $\frac{2\pi}{n}$, gdzie n — liczba rezonatorów. W celu zabezpieczenia synchronizacji prędkość $v_{śr}$ musi być odpowiednia, co można osiągnąć przez dobór stosunku $\frac{U_a}{B}$.

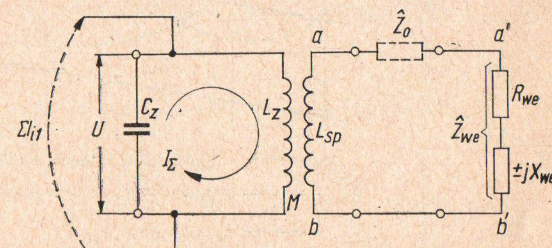
Opisane zjawiska przypominają przebiegi w klistronie. Jednakże oprócz różnicy torów poszczególnych elektronów mechanizmu grupowania, istnieje zasadnicza różnica, polegająca na tym, że w magnetronie, w odróżnieniu od klistronu, każdy elektron napotyka na swojej drodze hamujące pole nie jednego, lecz kilku rezonatorów, którym stopniowo oddaje swoją energię.

Drgania w rezonatorach są podtrzymywane przez prądy indukowane przy ruchu elektronów, które, jak to sobie wyobrażamy, przepływają przez „nierozgałęzione" odcinki obwodów rezonatorowych (rys. 19-5). Prąd ten osiąga wartość maksymalną w chwili, gdy strumienie (przedstawione na rys. 19-5 w postaci skupionych, cienkich warstw elektronów) przechodzą przez oś symetrii rezonatorów.

19.2. CHARAKTERYSTYKI PRACY

Można przyjąć, że prądy w obwodach napięcia i moce bierne są jednakowe we wszystkich rezonatorach. Z punktu widzenia interesujących nas zagadnień możemy zamienić cały ten układ na obwód zastępczy (rys. 19-6) o takiej samej częstotliwości rezonan-

Rys. 19-6. Układ zastępczy magnetronu

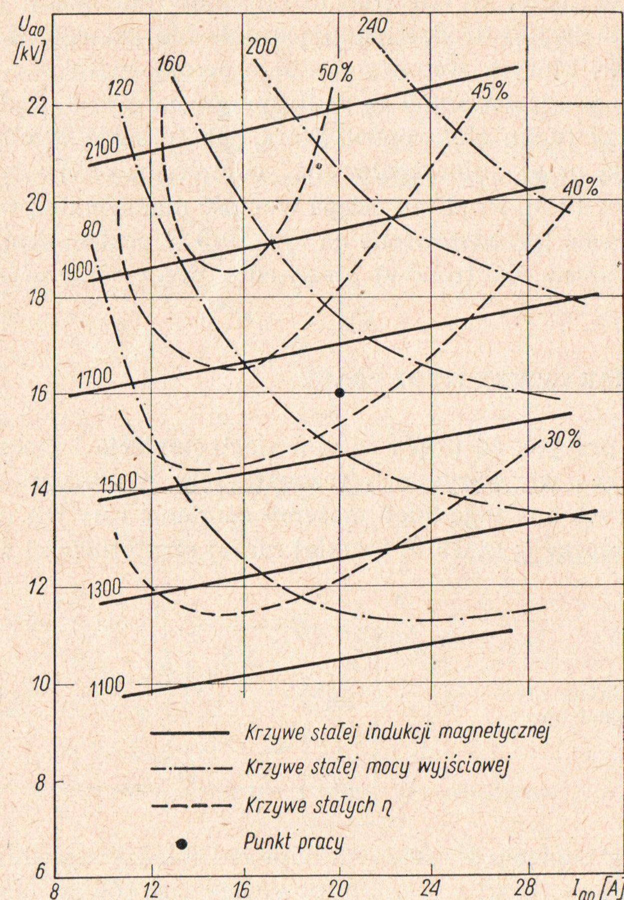


sowej; przy napięciu U, równym napięciu między sąsiednimi segmentami anody, prąd I w takim obwodzie jest równy sumie prądów w rezonatorach. Indukcyjność tego obwodu jest n-krotnie mniejsza, a pojemność n-krotnie większa, niż pojemność i indukcyjność jednego rezonatora.

O zachowaniu się magnetronu podczas pracy, przy zmianie różnych jego stałych, sądzimy zwykle na podstawie dwojakiego rodzaju charakterystyk.

1. Charakterystyk roboczych (rys. 19-7), zdejmowanych przy stałym obciążeniu i przedstawiających zależność między napię-

ciem anodowym U_{ao}, składową stałą prądu anodowego I_{ao}, mocą użyteczną P i ogólną sprawnością generatora magnetronowego przy różnych wartościach B.

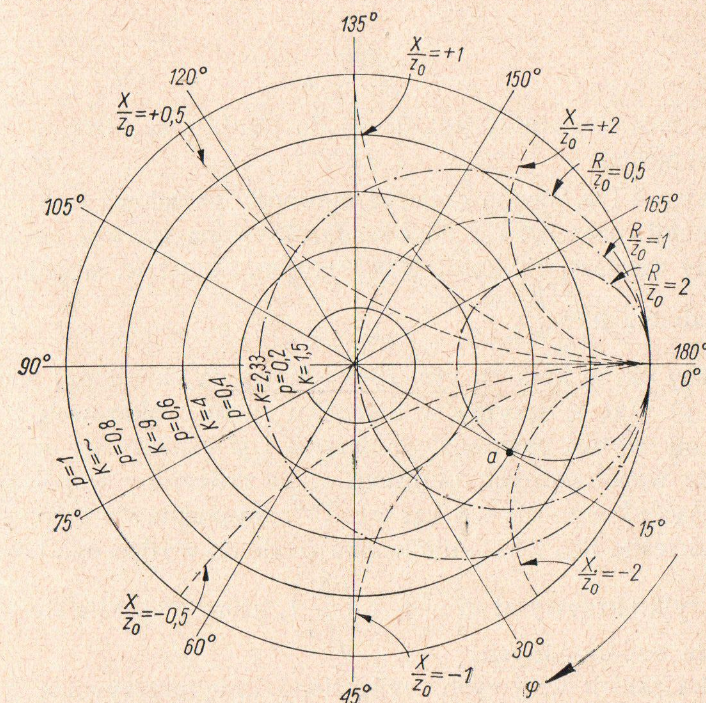


Rys. 19-7. Przebieg charakterystyk magnetronu

2. Charakterystyki obciążenia, przedstawiającej zależność mocy użytecznej i częstotliwości od oporności obwodu obciążającego.

Przy zdejmowaniu charakterystyk roboczych wybieramy pewną wartość B i zmieniając napięcie anodowe, wyznaczamy I_{ao}, P_{obc} i η_c. Następnie wyznaczamy te same wielkości przy różnych wartościach B. Na osi odciętych odkładamy wartości I_{ao}, na osi

rzędnych U_{ao}. Przez punkty o jednakowych wartościach B, P_{obc} i η_c kreślimy linie. Częstotliwość drgań dla różnych punktów tych charakterystyk nie jest naturalnie stała, ponieważ zmienia się również pole elektryczne, które, jak wspomnieliśmy, wpływa na prędkość elektronów. Jednakże te odchylenia częstotliwości nie przekraczają ułamka procentu.



Rys. 19-8. Wyznaczenie oporności wejściowej magnetronu

Charakterystyki obciążenia kreśli się przeważnie w biegunowym układzie współrzędnych (rys. 19-8), który wymaga pewnych wyjaśnień. Wspomnieliśmy już, że w celu odprowadzenia energii, magnetron sprzęga się z falowodem lub linią współosiową i że obciążeniem, które włącza się do wyprowadzonego elementu sprzęgającego (np. do wyprowadzenia pętli umieszczonej w jednym z rezonatorów magnetronu) jest wejściowa oporność pozorna linii. Oporność ta zależy od rodzaju obciążenia, włączonego na końcu linii, od długości linii jej oporności falowej. Z teorii linii

długich wiadomo, że do wyznaczenia oporności wejściowej ($Z_{we} = R_{we}+jX_{we}$) linii wystarczają dwie wielkości:

1. Współczynnik fali stojącej k.

2. Odległość l od początku linii do najbliższego maksimum napięcia. Odległość tę wyraża się zazwyczaj w częściach długości fali lub w stopniach

$$\varphi = 360° \frac{l}{\lambda}$$

(praktycznie dogodniej jest liczyć do punktu najbliższego minimum napięcia).

Znając k i φ, można obliczyć oporność wejściową linii; każdej kombinacji (parze) k i φ odpowiada określona wartość oporności; niekiedy zamiast wielkości k posługujemy się tzw. współczynnikiem odbicia $p = \frac{k-1}{k+1}$.

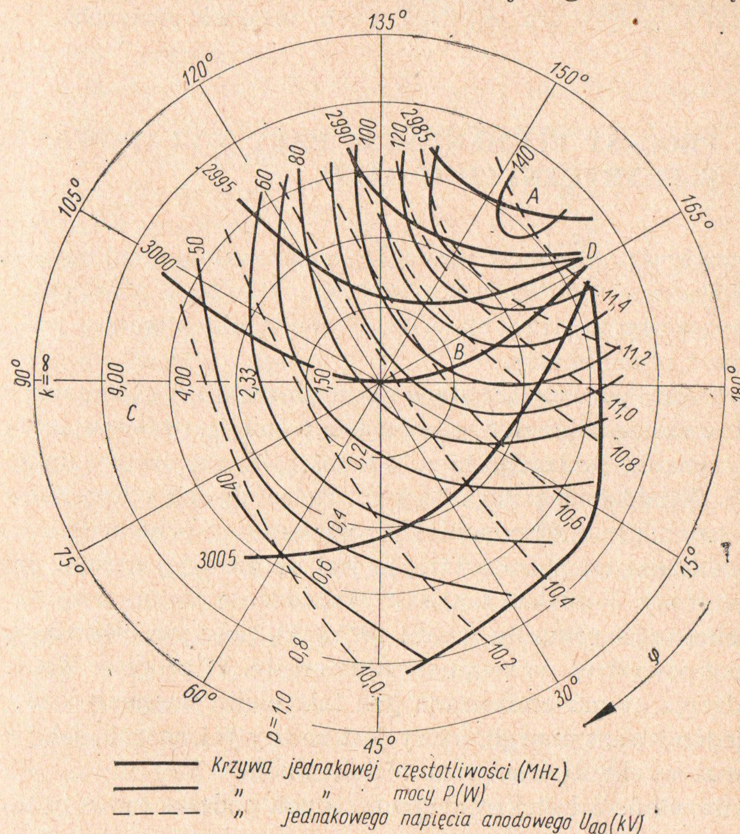
Każdy okrąg koła na rys. 19-8 odpowiada określonej wartości k (lub p). Kąt φ liczymy w kierunku ruchu wskazówek zegara. Jeżeli np. wynik pewnego pomiaru k i φ oznaczymy w danym układzie współrzędnych punktem a, to zmierzony współczynnik fali stojącej k wynosił 4, a kąt $\varphi = 15°$. Na podstawie tych danych łatwo określić R_{we} i X_{we}, nie uciekając się do wyliczeń, a posługując się tylko krzywymi $\left(\frac{R}{Z_0}\right)$ i $\left(\frac{X}{Z_0}\right)$, które wykreśla się w tym układzie współrzędnych.

Kilka takich krzywych wykreślono linią przerywaną na rysunku 19-8. Z krzywych tych widzimy, że punktowi a odpowiada $\frac{R}{Z_0} = 2$ i $\frac{X}{Z_0} \approx -1{,}9$. Punktowi środkowemu (środek koła $k = 1$) odpowiada $R = Z_0$, $X = 0$.

Przy zdejmowaniu charakterystyk obciążenia wyznaczamy P_{obc} i częstotliwość f dla każdej wartości k i φ. Charakterystyki zdejmuje się przy stałym I_{ao} i różnych k i φ. Charakterystyki obciążenia, wykreślone w omawianym układzie współrzędnych przedstawia rys. 19-9. Punkty jednakowej mocy (P_{obc}) połączone są liniami cienkimi, punkty jednakowej częstotliwości — ciągłymi grubymi liniami (f); linie przerywane przedstawiają napięcie ano-

dowe U_{ao}. Znając prąd anodowy i U_{ao}, można wyznaczyć moc dostarczoną, a zatem i $\eta = \frac{P}{P_{ao}}$.

Istnieją konstrukcje magnetronów, pozwalające na płynne strojenie generatora w stosunkowo niedużych granicach częstotli-



Rys. 19-9. Przebieg charakterystyk obciążenia na wykresie kołowym

wości (do 20%); magnetrony takie przestraja się przez wprowadzenie pręcików metalowych do wnętrza każdego rezonatora, co zmienia ich indukcyjność. Stosuje się również inne sposoby przestrajania magnetronów. Przy odprowadzaniu energii z takiego magnetronu za pomocą linii długiej można niekiedy zaobserwować naruszenie płynności strojenia, co jest związane z przechodzeniem przez opisane wyżej obszary niestabilnej pracy.

Przy pracy impulsowej generatorów magnetronowych niemałe znaczenie mają przebiegi nie ustalone, zachodzące w ciągu krótkich okresów czasu, podczas gdy napięcie U_{ao} zmienia się i ustalają się drgania. Wyżej wyjaśniliśmy, że przy określonej wartości B, rodzaj drgań może powstawać tylko przy wartościach napięcia U_{ao}, leżących w określonych, wąskich granicach.

20. PROCESY ELEMENTARNE PRZY WYŁADOWANIACH ELEKTRYCZNYCH W GAZIE

Przepływ prądu elektrycznego w gazie (lub parach) nazywa się wyładowaniem elektrycznym w gazie. Dla tego przebiegu charakterystyczne są trzy zjawiska: wzbudzenie atomów, jonizacja atomów i rekombinacja.

Elektrony poruszające się w gazie zderzają się z atomami gazu. Jeżeli w czasie zderzenia energia elektronu jest niewystarczająca do wywołania jonizacji, to może nastąpić zjawisko wzbudzenia atomu. Wzbudzenie polega na tym, że na skutek uderzenia elektronu jeden z zewnętrznych elektronów atomu przechodzi na bardziej oddaloną od jądra orbitę, to jest na bardziej wysoki poziom energetyczny. Jednakże taki stan wzbudzenia atomu trwa zwykle niewielką część sekundy (rzędu 10^{-9} sek), po czym elektron przechodzi z powrotem na swą normalną orbitę. W procesie likwidacji wzbudzenia atomu emitowana jest fala elektromagnetyczna, mająca jeden kwant energii, który jest równy tej energii, jaką atom otrzymał w chwili zderzenia z elektronem.

Emitowanie fal elektromagnetycznych podczas powrotu atomu ze stanu wzbudzonego w stan normalny połączone jest ze świeceniem gazu, w przypadku gdy emitowane fale należą do zakresu widma fal widzialnych.

Ażeby nastąpiło wzbudzenie atomu, elektron uderzający powinien mieć dostateczną energię. W tablicy 20-1 podano w elektronowoltach wartość energii, jaką powinien mieć elektron, aby nastąpiło wzbudzenie jakiegokolwiek gazu.

Jonizacja atomów (lub cząsteczek) gazu występuje w tym przypadku, gdy energia uderzającego elektronu jest znacznie większa od tej energii, jaka jest niezbędna do wzbudzenia. Energia elektronu, niezbędna do wywołania jonizacji różnych gazów, jest również podana w tabl. 20-1. W procesie jonizacji, podczas zderzenia elektronu z atomem, z tego ostatniego wylatuje elektron, wskutek czego w przestrzeni gazowej będą się już znajdowały dwa elektrony, przy czym atom przekształca się w jon dodatni.

Tablica 20-1. Energia niezbędna do wzbudzenia i jonizacji atomów niektórych gazów i par

Gaz lub pary	W_{wzb} [eV]	W_{jon} [eV]
Wodór	11,1	15,4
Hel	20,8	24,5
Neon	16,6	21,5
Argon	11,6	15,7
Ksenon	8,4	12,1
Krypton	10,0	14,0
Pary rtęci	4,9	10,4

Jeżeli uzyskane w procesie jonizacji dwa swobodne elektrony mają dostateczną energię (jeżeli na przykład uzyskały one tę energię wskutek ruchu w przyspieszającym polu elektrycznym), to te elektrony mogą niezależnie dokonać kolejnej jonizacji innego atomu. W wyniku tego liczba swobodnych elektronów stanie się równa czterem, przy czym jonów będzie trzy. Jeżeli wszystkie te elektrony dokonają z kolei jonizacji nowych atomów, to liczba ich zwiększy się do ośmiu, zaś jonów będzie siedem. Widzimy więc, że możliwe jest lawinowe narastanie liczby elektronów proporcjonalnie do 2, 4, 8, 16 itd., tj. w postępie geometrycznym, przy czym liczba jonów będzie o jeden mniejsza, to jest będzie ona określona szeregiem 1, 3, 7, 15... itd.

Jonizacja atomów gazu może nastąpić również po wstępnym ich wzbudzeniu. Pod wpływem uderzenia jednego elektronu atom przechodzi w stan wzbudzenia, a następnie, zanim zdąży powrócić w stan normalny, otrzymuje uderzenie drugiego elektronu, który dokonuje jonizacji atomu. Przy takiej skokowej jonizacji każdy z uderzających elektronów może mieć energię mniejszą od tej, jaka jest potrzebna do wywołania jonizacji, jednakże w sumie energia ta powinna być wystarczająca do tego, aby elektron został wytrącony z atomu.

Proces zwiększenia w gazie liczby swobodnych, naładowanych cząstek (elektronów i jonów) wskutek jonizacji nazywa się elektryzacją gazu.

W niektórych przypadkach możliwe jest powstawanie w gazach jonów ujemnych. Powstają one w wyniku połączenia atomów obojętnych z jednym lub kilkoma elektronami.

Podstawowym rodzajem jonizacji w jonowych przyrządach próżniowych jest jonizacja powstająca w wyniku zderzeń atomów z elektronami. Bywa jednak i tak, że jonizacja powstaje w wyniku zderzeń atomów gazu z innymi atomami lub cząsteczkami albo na skutek pochłonięcia przez atomy energii promienistej (fotojonizacja). Atomy gazu mogą przekształcać się również w jony kosztem współdziałania z powierzchnią jakichkolwiek ciał (jonizacja stykowa).

Obok procesu jonizacji przebiega w gazie proces odwrotny, polegający na neutralizacji przeciwnych ładunków, tj. jonów i elektronów. Jony dodatnie i elektrony poruszają się w gazie ruchem chaotycznym (cieplnym). Zbliżają się do siebie na dostatecznie małą odległość, mogą one łączyć się razem, tworząc z powrotem atom obojętny pod względem elektrycznym. Takiemu łączeniu jonów dodatnich i elektronów sprzyja wzajemne przyciąganie między ładunkami różnoimiennymi.

Proces powstawania w gazie atomów obojętnych nazywa się rekombinacją. Zjawisko rekombinacji zawsze towarzyszy procesowi jonizacji. Uzyskany w wyniku rekombinacji atom obojętny może być z powrotem zjonizowany, a następnie jego elementy składowe — dodatni jon i ujemny elektron — mogą z powrotem brać udział w procesie rekombinacji itd.

Proces rekombinacji powoduje zmniejszenie liczby swobodnych cząstek naładowanych, tj. prowadzi do deelektryzacji (lub dejonizacji) gazu. W zależności od tego, który z procesów — jonizacja lub rekombinacja — przeważa, następuje albo zwiększenie liczby cząstek naładowanych, albo ich zmniejszenie. Natomiast w procesie ustalonym jonizacja i rekombinacja wzajemnie się kompensują. Oznacza to, że liczba elektronów swobodnych (lub jonów) powstających w ciągu danego czasu na skutek jonizacji równa jest liczbie atomów obojętnych powstających w ciągu tego czasu wskutek rekombinacji.

W czasie powstawania lub zwiększania się wyładowania elektrycznego w gazie w stanie ustalonym jonizacja przeważa nad rekombinacją. Przeciwnie przy zmniejszaniu się intensywności

wyładowania elektrycznego w gazie powstaje proces nie ustalony, podczas którego rekombinacja przeważa nad jonizacją. Z chwilą ustania wyładowania jonizacja zanika zupełnie i wskutek rekombinacji po pewnym czasie ustala się stan obojętny gazu.

Ponieważ na wytrącenie elektronu z atomu zużywa się pewna energia, więc dodatni jon i elektron, powstałe w wyniku jonizacji, mają w sumie energię większą niż atom obojętny. Dlatego też zjawisku rekombinacji towarzyszy wydzielanie kwantów energii promienistej. W większości przypadków występuje przy tym świecenie gazu.

21. WYŁADOWANIE ELEKTRYCZNE W GAZACH

Znane jest wiele różnych rodzajów wyładowań elektrycznych w gazach. W zależności od tego, na skutek jakich czynników powstają w gazie cząstki naładowane, niezbędne dla istnienia wyładowania, rozróżnia się wyładowanie samodzielne i niesamodzielne.

Wyładowanie samodzielne charakteryzuje się tym, że powstaje ono pod wpływem jedynie samego napięcia elektrycznego i dla podtrzymania wyładowania nie trzeba żadnych innych czynników zewnętrznych.

Przy wyładowaniu niesamodzielnym, oprócz doprowadzonego napięcia elektrycznego, niezbędne jest jeszcze oddziaływanie pewnych czynników zewnętrznych, mogących jonizować gaz. Czynnikami tymi mogą być na przykład promienie świetlne, promieniowanie radioaktywne, emisja termoelektronowa rozżarzonej elektrody i inne.

Omówimy podstawowe rodzaje wyładowań elektrycznych, stosowanych we współczesnych przyrządach jonowych.

Wyładowanie ciche charakteryzuje się małą gęstością prądu, rzędu mikroamperów na centymetr kwadratowy, i bardzo małą gęstością ładunku przestrzennego. Pole elektryczne, wytworzone przez napięcie przy wyładowaniu cichym, nie zmienia się, praktycznie biorąc, wskutek ładunków przestrzennych, tj. wpływ tych ostatnich można pominąć. Ten rodzaj wyładowania uzyskuje się

zazwyczaj przy dość wysokich napięciach. Towarzyszące temu wyładowaniu świecenie gazu jest albo zupełnie nieznane, albo bardzo słabe, wskutek czego wyładowanie tego typu uzyskało również nazwę wyładowania ciemnego. W przyrządach jonowych stosowanych w radioelektronice, praktycznie biorąc, wyładowania cichego prawie się nie wykorzystuje, jednakże poprzedza ono powstanie innych rodzajów wyładowań.

Ważne zastosowanie znajduje wyładowanie świetlące (jarzeniowe), przy którym charakterystyczne jest intensywne świecenie gazu wokół elektrod, przypominające wyglądem świecenie tlącego się ciała. Przy tym rodzaju wyładowania gęstość prądu osiąga wartości jednostek i dziesiątek miliamperów na centymetr kwadratowy i powstają znaczne ładunki przestrzenne, które w sposób istotny wpływają na rozkład pola elektrycznego między elektrodami. Na skutek wpływu ładunku przestrzennego, złożonego z jonów dodatnich, podczas wyładowania świetlącego prawie całe napięcie doprowadzone do elektrod rozkłada się na odcinku w pobliżu powierzchni katody. Ten spadek napięcia jest znacznie większy niż napięcie niezbędne do jonizacji i zwykle jest równe dziesiątkom lub setkom woltów. Wyładowanie jest podtrzymywane kosztem emisji elektronowej katody pod wpływem uderzeń jonów. Taki rodzaj emisji jest charakterystyczny dla wyładowania świetlącego.

Podstawowymi przyrządami, w których wykorzystuje się zjawisko wyładowania świetlącego, są: stabilitrony — jonowe stabilizatory napięcia, lampy jarzeniowe, tyratrony z wyładowaniem świetlącym o zimnej katodzie i dekatrony — zliczające przyrządy jonowe.

Przy gęstościach prądu znacznie większych od tych, jakie występują przy wyładowaniach świetlących, powstaje wyładowanie łukowe, które również znajduje szerokie zastosowanie we współczesnych przyrządach jonowych. Do przyrządów z wyładowaniem łukowym należą gazotrony i tyratrony z żarzoną katodą, zawory rtęciowe i ignitrony, mające płynną katodę rtęciową.

Przy wyładowaniu łukowym gęstość prądu może dochodzić do wielu amperów na centymetr kwadratowy. W przyrządach tego typu ładunki przestrzenne są znacznie większe niż w przyrządach z wyładowaniem świetlącym i przy tym wpływają one w dużym

stopniu na procesy zachodzące w gazie. Duża wartość prądu, charakterystyczna dla wyładowania łukowego, jest zwykle podtrzymywana wskutek emisji termoelektronowej rozżarzonej stałej katody lub dzięki emisji elektrostatycznej (autoelektronowej) płynnej katody rtęciowej. W odróżnieniu od wyładowania świetlącego, przy wyładowaniu łukowym spadek napięcia, skupiony również prawie całkowicie około katody, ma niewielką wartość, nie przekraczającą wartości napięcia jonizacji. Mały spadek napięcia przy dużej wartości prądu jest charakterystyczny dla wyładowania łukowego. Ten rodzaj wyładowania odbywa się przy bardzo intensywnym świeceniu gazu.

Wyładowanie łukowe ma wiele odmian. Może ono odbywać się nie tylko w gazie rozrzedzonym, lecz także przy normalnym lub zwiększonym ciśnieniu atmosferycznym. Znany jest na przykład powszechnie łuk elektryczny, stanowiący silne źródło światła i wykorzystywany w aparatach kinowych i reflektorach.

Duże podobieństwo do wyładowania łukowego wykazuje wyładowanie iskrowe, stanowiące krótkotrwałe (impulsowe) wyładowanie elektryczne, powstające przy stosunkowo wysokim ciśnieniu gazu, na przykład przy ciśnieniu atmosferycznym. Jeżeli iskra widoczna jest w ciągu dłuższego czasu, to tworzy ją zwykle szereg poszczególnych wyładowań impulsowych, następujących jeden za drugim z pewną częstotliwością. Istnieje kilka odmian wyładowań iskrowych. Niektóre z nich wykorzystywane są w iskiernikach (zwierakach gazowanych), przeznaczonych do krótkotrwałego zamykania pewnych obwodów, przede wszystkim w urządzeniach impulsowych. Do takich zwieraków zalicza się w szczególności trygatron, używany w stacjach radiolokacyjnych.

Utarło się również rozdzielać wyładowania wielkiej częstotliwości i bardzo wielkiej częstotliwości, które w szczególności mogą powstać w gazie pod wpływem zmiennego pola elektromagnetycznego nawet w tym przypadku, gdy w przestrzeni gazowej nie ma elektronów przewodzących prąd elektryczny. W ostatnim przypadku wyładowanie takie nazywa się wyładowaniem bezelektrodowym.

W ostatnich latach w przyrządach jonowych do stabilizacji napięć zostało wykorzystane wyładowanie ulotowe. Występuje ono

przy względnie wysokich ciśnieniach gazu oraz w tych przypadkach, gdy choćby jedna z elektrod ma bardzo mały promień krzywizny (ostrze, ostry brzeg, cienki drucik itp.). W takim przypadku pole elektryczne między elektrodami jest bardzo nierównomierne i wokoło elektrody ostrzowej (o małym promieniu krzywizny), nazywanej elektrodą ulotową, wzrasta ono gwałtownie.

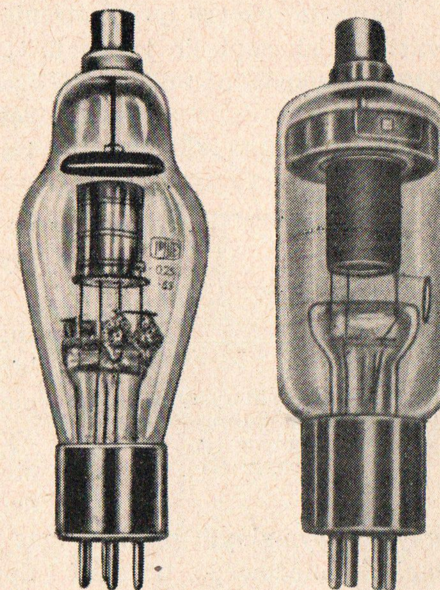
Wyładowanie ulotowe powstaje przy pewnej określonej wartości napięcia początkowego rzędu setek lub tysięcy woltów i charakteryzuje się wartością prądu w przybliżeniu od jednostek mikroamperów do 1 miliampera.

Przestrzeń wyładowcza w przypadku wyładowania ulotowego ma obszary charakterystyczne: warstwę ulotową około elektrody ulotowej i pozostałą część, nazywaną obszarem zewnętrznym. W warstwie ulotowej odbywa się wzbudzenie i jonizacja atomów oraz występuje silne świecenie gazu. Ze względu na to, że w praktyce wykorzystuje się zwykle wyładowanie ulotowe wokół anody, w tym przypadku na granicy warstwy ulotowej i obszaru zewnętrznego powstają swobodne elektrony wskutek jonizacji objętościowej gazu kwantami światła (fotonami), których źródłem jest warstwa ulotowa. Lawinowy strumień elektronów leci do anody i na swej drodze wzbudza i jonizuje atomy.

W obszarze zewnętrznym, który jest obszarem ciemnym, nie powstaje ani wzbudzenie, ani jonizacja atomów wskutek małego natężenia pola elektrycznego, a odbywa się jedynie ruch cząstek mających ładunek takiego samego znaku, jaki panuje w pobliżu elektrody ulotowej. Na przykład w przypadku, gdy elektrodą ulotową jest anoda, prąd płynący w obszarze zewnętrznym jest wywołany ruchem samych jonów dodatnich, ze względu na to, że przy wyładowaniu ulotowym wzbudzenie i jonizacja odbywają się tylko w jednej części przestrzeni wyładowczej, niekiedy uważa się, że ten rodzaj wyładowania jest niepełnym przebiciem gazu, ponieważ za pełne przebicie gazu należy uważać wyładowanie iskrowe lub łukowe. Przy zwiększeniu napięcia prąd wyładowania ulotowego wzrasta, warstwa ulotowa rozszerza się i wreszcie wyładowanie przechodzi w wyładowanie iskrowe, gdy ciśnienie gazu jest znaczne, lub w wyładowanie świetlące, gdy ciśnienie gazu jest małe.

22. GAZOTRONY

Gazotrony są diodami jonowymi o niesamodzielnym wyładowaniu łukowym. Mają one katodę żarzoną i dlatego wyładowanie jest w nich podtrzymywane kosztem emisji termoelektronowej katody. Głównym przeznaczeniem gazotronów jest prostowanie prądu zmiennego. Szerokie zastosowanie znalazły gazotrony dwóch zasadniczych typów: rtęciowe, w których bańka lampy napełniona jest parami rtęci pod ciśnieniem nie większym od 0,1 mm Hg i gazotrony napełnione gazami szlachetnymi, a mianowicie argonem lub mieszaniną gazów ksenonu i kryptonu pod ciśnieniem rzędu jednostek mm Hg.



Rys. 22-1. Gazotrony produkcji PIE: dioda rtęciowa DR 0,25/10 i dioda gazowana DG 0,25/10

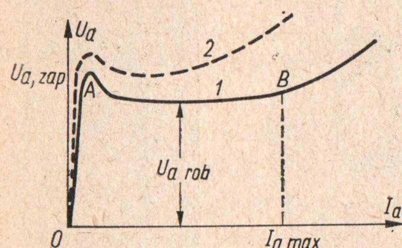
W większości gazotronów jest stosowana katoda tlenkowa o żarzeniu pośrednim lub bezpośrednim, przy czym w gazotronach o większej mocy katoda ma znaczną powierzchnię. Spotykane są również katody wykonane z molibdenu torowanego i inne. Anoda gazotronu ma stosunkowo niewielkie wymiary i wykonywana jest w postaci tarczy, półkuli lub cylindra. Na rys. 22-1 przedstawiono dla przykładu gazotrony rtęciowe produkcji krajowej.

Podstawowa zaleta gazotronów w porównaniu z kenotronami polega na małym spadku napięcia na gazotronie. W gazotronach rtęciowych spadek napięcia jest rzędu 10 V i mniej, natomiast w gazotronach napełnionych gazami szlachetnymi — jest rzędu 15 ÷ 30 V. Ten spadek napięcia na gazotronie prawie nie zależy od wartości płynącego przez niego prądu. Pozostaje on, praktycznie biorąc, niezmienny przy dowolnych dopuszczalnych wartoś-

ciach prądu anodowego. Z tego też względu sprawność prostowników gazotronowych jest większa od sprawności kenotronów, przy czym jest ona tym większa, im większe jest napięcie prostowane. W wysokonapięciowych prostownikach o dużej mocy sprawność może dochodzić do 99% i więcej.

Przebieg charakterystyki napięciowo-prądowej gazotronu jest przedstawiony na rys. 22-2.

Napięcie robocze na gazotronie $U_{a\ rob}$ ma w przybliżeniu taką wartość, jak napięcie jonizacji, tj. w przypadku gazotronów rtęciowych wynosi ono około 10V, zaś w przypadku gazotronów napełnionych gazami szlachetnymi jest ono rzędu 16 V itp.



Rys. 22-2. Charakterystyka napięciowo-prądowa gazotronu przy żarzeniu normalnym (*1*) i zmniejszonym (*2*)

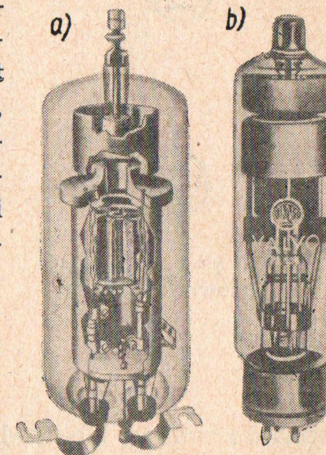
Gazotrony najczęściej używane są w urządzeniach prostowniczych.

Do podstawowych parametrów charakteryzujących gazotrony należy napięcie i prąd żarzenia, maksymalnie dopuszczalny prąd wyprostowany (stały), maksymalnie dopuszczalne napięcie wsteczne, spadek napięcia na gazotronie przy maksymalnym prądzie, czas nagrzewania przed włączeniem napięcia anodowego, trwałość i dopuszczalne temperatury otoczenia. Według nomenklatury radzieckiej w oznaczeniu gazotronów występują na pierwszym miejscu litery GR w przypadku gazotronów rtęciowych lub litery GG w przypadku gazotronów napełnionych gazami szlachetnymi. Następnie w oznaczeniu występuje numer oznaczający dany typ gazotronu. Następnie po kresce umieszczony jest ułamek, w którym licznik oznacza maksymalny prąd wyprostowany w amperach, zaś mianownik maksymalnie dopuszczalne napięcie wsteczne w kilowoltach. Na przykład, oznaczenie GR1-0,25/1,5 mówi, że mamy do czynienia z gazotronem rtęciowym, przystosowanym do pracy z prądem wyprostowanym do 0,25 A i o napięciu wstecznym do 1,5 kV. Pewne zastosowanie znajdują jeszcze chwilowo również gazotrony starych typów, oznaczane według starego systemu, jak na przykład jednoanodowy gazotron rtęciowy typu WG-129 i dwuanodowy gazotron napełniony argonem typu WG-176, szeroko stosowany w prostownikach niskonapięciowych.

23. TYRATRONY

23.1. ZASADA DZIAŁANIA

Tyratrony zwane inaczej triodami napełnionymi gazem znajdują znacznie szersze zastosowanie niż gazotrony. Tyratrony z katodą żarzoną wykorzystywane do prostowania prądu zmiennego oraz jako przekaźniki w urządzeniach automatycznych, zdalnego kierowania, technice impulsowej, radiolokacji i innych dziedzinach techniki. Wiele właściwości tyratronów jest zbliżone do właściwości gazotronów, jednakże obecność siatki pozwala dokonywać w tyratronach sterowania chwilą zapłonu. Nazwa „tyratron" pochodzi od greckiego słowa „tira", oznaczającego „drzwi" i podkreślającego możliwość „otwierania" tyratronu za pomocą siatki. Wygląd typowego tyratronu szklanego pokazano na rys. 23-1.

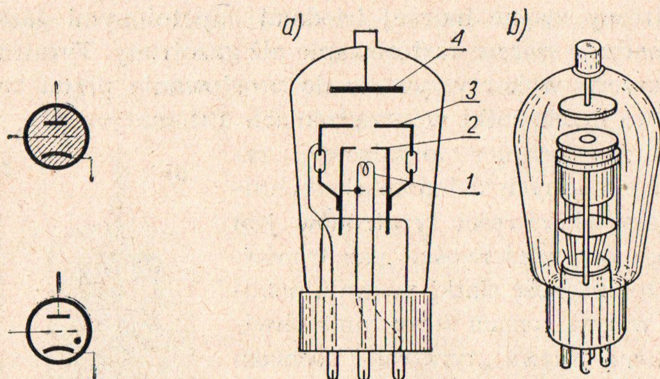


Rys. 23-1. Tyratrony: *a*) PL 255, *b*) PL 106

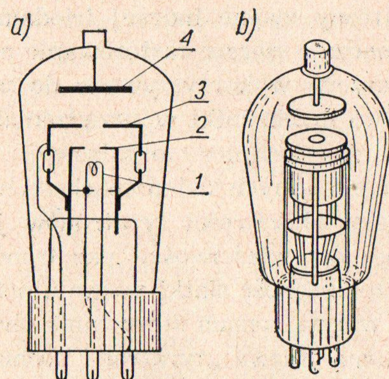
Siatka w tyratronie wykazuje mniejszy wpływ ograniczający niż siatka w przyrządach próżniowych. W triodach próżniowych zmieniając napięcie na siatce można całkowicie sterować prądem anodowym, tj. zmieniać jego wartość od zera do wartości maksymalnie dopuszczalnej. W tyratronie natomiast można za pomocą siatki jedynie odblokować, tj. dokonać zapłonu tyratronu, jednakże nie można go zgasić ani wpłynąć na zmianę wartości prądu anodowego. Wynika stąd zatem, że po dokonaniu zapłonu tyratronu siatka traci swe działanie sterujące i w istocie tyratron po dokonaniu zapłonu, praktycznie biorąc, niczym nie różni się pod względem swych właściwości od gazotronu, jeżeli nie brać pod

uwagę pewnego nieużytecznego prądu płynącego w obwodzie siatki. Zgasić zapalony tyratron można jedynie poprzez obniżenie napięcia anodowego do wystarczająco małej wartości, przy której wyładowanie łukowe nie może już istnieć, lub poprzez rozwarcie obwodu anodowego.

Na schematach tyratron oznaczany jest podobnie jak trioda, jednak z zakreskowaną powierzchnią bańki lampy lub z kropką wewnątrz lampy (rys. 23-2). Budowa elektrod tyratronu jest po-



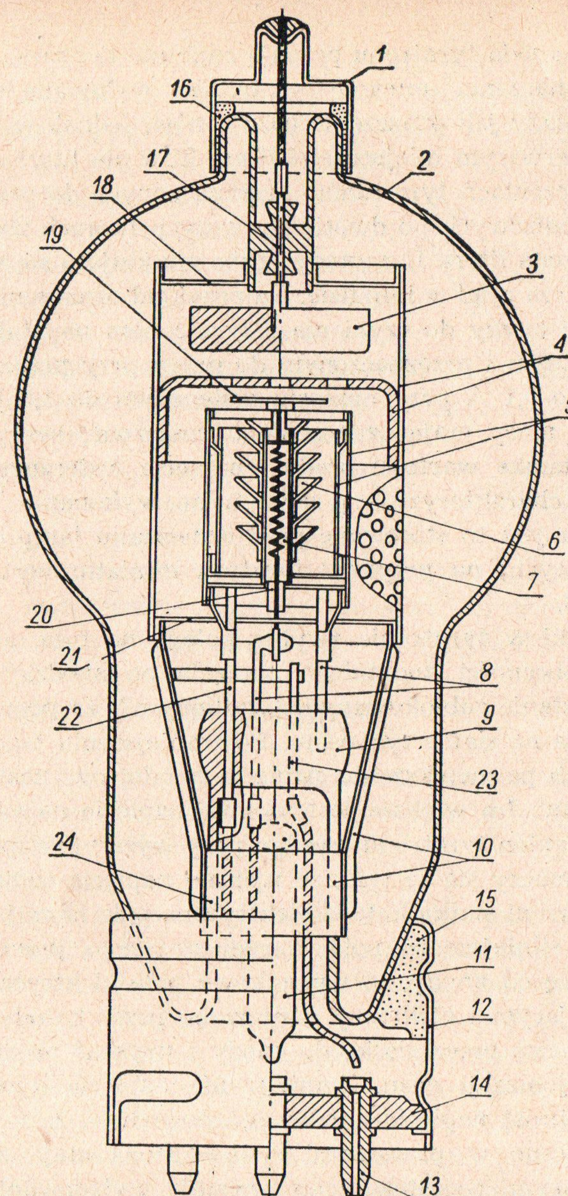
Rys. 23-2. Oznaczenie umowne tyratronu



Rys. 23-3. Tyratron: *a)* budowa (1 — katoda, 2 — ekran cieplny, 3 — siatka, 4 — anoda), *b)* wygląd zewnętrzny

dobna do budowy elektrod gazotronu. Jednak siatka w tyratronie powinna mieć taką budowę, aby wyładowanie między anodą a katodą mogło odbywać się wyłącznie poprzez siatkę, a nie jakąkolwiek inną drogą boczną. Dlatego też siatka sama lub w połączeniu z ekranem cieplnym katody szczelnie otacza katodę ze wszystkich stron. Robocza część siatki wykonana jest zwykle z blachy metalowej z kilkoma otworami (niekiedy siatka ma tylko jeden otwór), natomiast pozostała część siatki stanowi ekran. Na rys. 23-3 przedstawiono schemat budowy elektrod tyratronu o średniej mocy.

Tyratrony małej mocy nie różnią się wyglądem zewnętrznym od zwykłych lamp odbiorczo-wzmacniających (rys. 23-4).

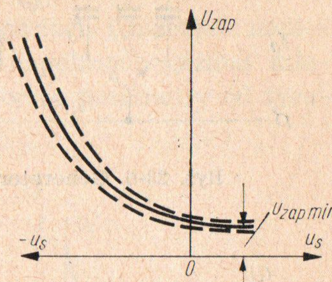


Rys. 23-4. Tyratrony w wykonaniu szklanym: 1 — kapturek anody, 2 — bańka szklana, 3 — anoda, 4 — siatka, 5 — cylindry ekranów cieplnych, 6 — katoda tlenkowa pośrednio żarzona, 7 — grzejnik, 8 — elektrody: wsporcza i grzejnika, 9 — nóżka, 10 — konstrukcja wsporcza siatki, 11 — rurka pompowa, 12 — cylinder cokołu, 13 — nóżka stykowa, 14 — ceramiczne denko cokołu, 15, 16 — kit, 17 — elektroda przepustowa anody, 18 — górne denko siatki, 19 — płytka ochraniająca, 20 — tulejka centrująca, 21 — dolne denko siatki, 22 — elektroda wsporczo-przepustowa katody, 23 — elektroda przepustowa siatki, 24 — obejma

Katoda i anoda tyratronu pracują zupełnie tak samo jak w gazotronie. Oznaczenia umowne tyratronów wykonane są według tej samej zasady jak oznaczenia gazotronów, jednak w tym przypadku na pierwszym miejscu stoi litera T, a nie litera G. Oprócz tego w oznaczeniach tyratronów przeznaczonych do pracy w warunkach impulsowych po dwóch pierwszych literach zostaje jeszcze umieszczona litera I, a wtedy liczba znajdująca się w liczniku ułamka oznacza prąd w impulsie. Na przykład oznaczenie TG1-01/1,3 mówi, że mamy do czynienia z tyratronem napełnionym gazem szlachetnym i przeznaczonym do pracy przy prądzie wyprostowanym do 0,1 A przy napięciu wstecznym do 1,3 kV. Tyratrony małej mocy mają oznaczenie uproszczone, bez podawania w postaci ułamka wartości prądu i napięcia wstecznego, jednak mają literę charakteryzującą zewnętrzne wykonanie tyratronu, podobnie jak jest to stosowane przy oznaczaniu lamp odbiorczo-wzmacniających; na przykład tyratron miniaturowy ma oznaczenie TG1B.

Rola siatki w tyratronie zwykle polega na tym, aby można było przy obecności dodatniego napięcia na anodzie utrzymać tyratron w stanie zablokowanym („zatkanym") za pomocą ujemnego napięcia na siatce tyratronu. Po zmniejszeniu tego napięcia ujemnego lub po zwiększeniu napięcia anodowego następuje zapłon tyratronu. Im większe jest ujemne napięcie na siatce tyratronu, tym zapłon tyratronu wystąpi przy wyższym napięciu anodowym. Tłumaczy się to tym, że ujemne napięcie siatki wytwarza w przestrzeni siatka-katoda elektryczne pole hamujące. Jeżeli pole to jest silniejsze od pola przyspieszającego, przenikającego poprzez siatkę od anody, to wypadkowe pole elektryczne będzie polem hamującym i elektrony emitowane przez katodę nie będą mogły przelecieć przez siatkę do anody i uzyskać prędkości niezbędnej do jonizacji gazu. Zmniejszenie napięcia ujemnego na siatce lub wprost napięcia anodowego powoduje, że wypadkowe pole elektryczne w przestrzeni siatka-katoda staje się polem przyspieszającym, wskutek czego powstaje wyładowanie łukowe i następuje zapłon tyratronu.

Zależność między napięciem anodowym zapłonu U_{zap} i napięciem na siatce jest przedstawiona w postaci charakterystyki zapłonowej tyratronu, która jest podana na rys. 23-5. Charakterystykę tę zdejmuje się za pomocą układu podobnego do układu, w jakim bada się elektronową triodę próżniową, jednak z dodatkową opornością ograniczającą w obwodzie anodowym, która jest niezbędna we wszystkich przyrządach jonowych. Najwygodniej charakterystykę zapłonową tyratronu zdejmować w następujący sposób. Dla każdego zdejmowanego punktu należy najpierw ustalić napięcie anodowe równe zeru i pewną wartość ujemnego napięcia na siatce. Następnie podnosi się napięcie anodowe i określa się jego wartość w chwili wystąpienia zapłonu (po wystąpieniu zapłonu wartości napięć u_a i u_s ulegają zmianie i nie będą już odpowiadały charakterystyce zapłonowej). Następnie tyratron gasi się, zmniejszając napięcie anodowe do wartości zerowej, i zdejmuje się następny punkt charakterystyki itd.

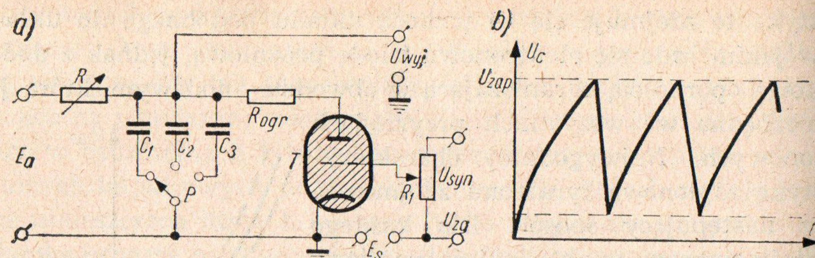


Rys. 23-5. Charakterystyka zapłonowa tyratronu („lewa")

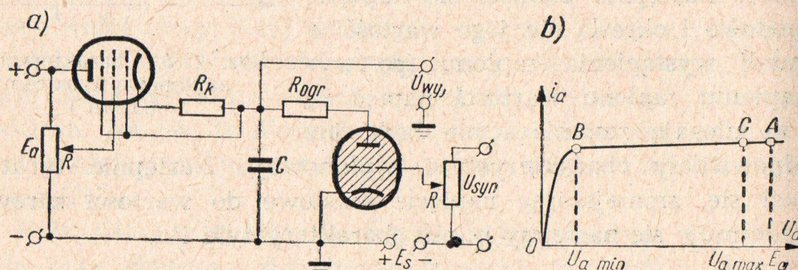
23.2. ZASTOSOWANIE TYRATRONÓW

Tyratrony znajdują bardzo różnorodne zastosowania. Stosowane są jako generatory podstawy czasu (rys. 23-6 i 23-7), prostownik (rys. 23-8), modulatory impulsowe (rys. 23-9), jako tzw. tyratrony wodorowe.

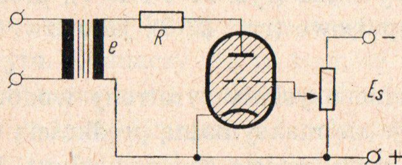
Największe rozpowszechnienie uzyskały tyratrony wodorowe, ponieważ wodór charakteryzuje się maksymalną prędkością dejonizacji, co tłumaczy się dużą ruchliwością jonów wodoru, które mają znacznie mniejszą masę w porównaniu z masą jonów innych gazów. Za pomocą tyratronów wodorowych można uzyskać bardzo krótkotrwałe impulsy prądu anodowego o czasie trwania w przybliżeniu od 0,1 μsek i więcej oraz o częstotliwości powtarzania impulsów dochodzących do dziesiątków kiloherców. Przy tym napięcie źródła anodowego, a więc również napięcie anodowe na zablokowanym tyratronie, może dochodzić do dziesiątków kilowoltów. Prąd anodowy w impulsie uzyskuje wartości kilku tysięcy amperów. Zaletą wodoru napełniającego tyratrony impulsowe jest również to, że umożliwia on stosunkowo duże spadki napięcia



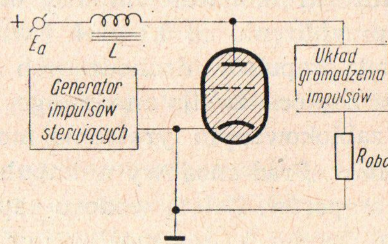
Rys. 23-6. Generator napięcia piłokształtnego na tyratronie



Rys. 23-7. Generator napięcia piłokształtnego na tyratronie z pentodą w charakterze oporności ładującej



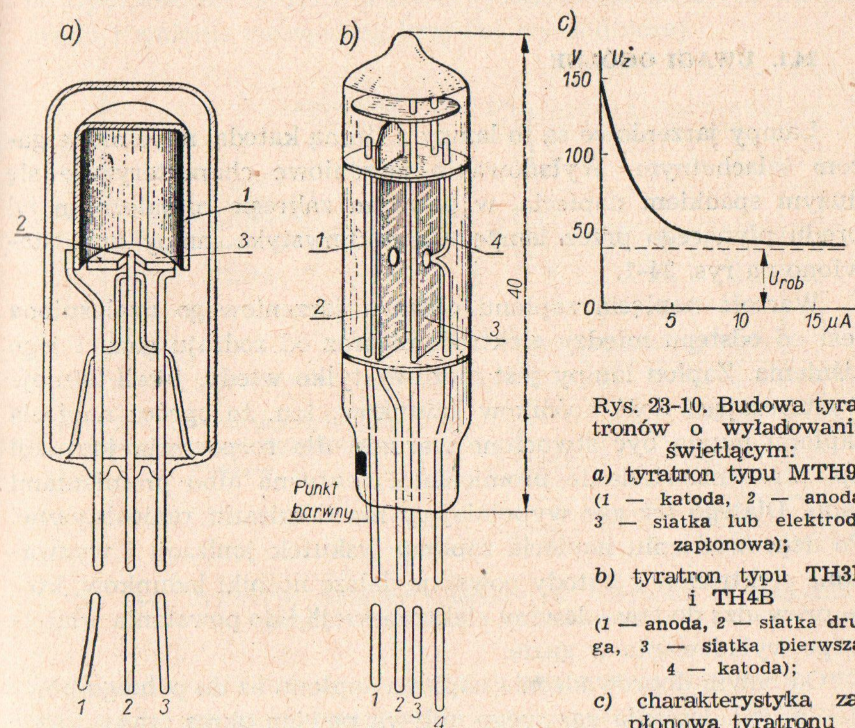
Rys. 23-8. Prosty schemat sterowanego prostownika tyratronowego



Rys. 23-9. Schemat ideowy włączenia tyratronu impulsowego

na tyratronie w czasie trwania impulsu (do setek woltów), bez obawy uszkodzenia katody tyratronu na skutek bombardowania jonami, co znowu tłumaczy się stosunkowo małą masą jonów wodoru.

Do pracy przy mniejszych częstotliwościach i niższych napięciach są niekiedy stosowane tyratrony napełnione gazami szlachetnymi, jednakże mają one znacznie gorsze parametry od tyratronów wodorowych.



Rys. 23-10. Budowa tyratronów o wyładowaniu świetlącym:
a) tyratron typu MTH90 (1 — katoda, 2 — anoda, 3 — siatka lub elektroda zapłonowa);
b) tyratron typu TH3B i TH4B (1 — anoda, 2 — siatka druga, 3 — siatka pierwsza, 4 — katoda);
c) charakterystyka zapłonowa tyratronu

Oprócz tyratronów o wyładowaniu łukowym, mających katodę żarzoną, w ostatnich latach znajdują zastosowanie tyratrony o wyładowaniu jarzeniowym, nazywane inaczej tyratronami z zimną katodą. Zaletą tyratronów tego rodzaju jest wyeliminowanie zużycia energii na żarzenie katody, jednakże wskutek tego nie można uzyskać od tego rodzaju tyratronów takiej mocy, jak od tyratronów o wyładowaniu łukowym. Prąd anodowy w tyra-

tronach o wyładowaniu jarzeniowym jest zazwyczaj nie większy od kilku lub kilkudziesięciu miliamperów. Tyratrony takie są wykorzystywane przede wszystkim w automatyce w różnych układach przekaźnikowych i liczących, a także w układach generatorów relaksacyjnych i innych urządzeniach (rys. 23-10).

24. LAMPY JARZENIOWE

24.1. UWAGI OGÓLNE

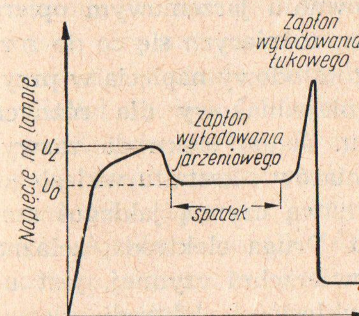
Lampy jarzeniowe są to lampy z zimną katodą, napełnione gazem szlachetnym. Wyładowanie jarzeniowe charakteryzuje się dużym spadkiem napięcia, w pewnym zakresie niezależnym od prądu płynącego przez lampę. Charakterystykę lampy przedstawiono na rys. 24-1.

Wartość napięcia zapłonu obszaru jarzeniowego uzależniona jest od odstępu między elektrodami oraz od rodzaju gazu i jego ciśnienia. Zapłon lampy jest możliwy tylko wtedy, jeżeli istnieje wystarczająca ilość nośników ładunków, tzn. że oprócz napięcia zapłonu muszą być stworzone warunki dla rozpoczęcia jonizacji np. przez naświetlenie promieniami rentgena albo promieniami radu. Dlatego też gaz wypełniający ma domieszki radioaktywne. Po doprowadzeniu napięcia zapłonu wskutek jonizacji i wyzwalania elektronów z katody powstają dalsze nośniki ładunków, które prowadzą do tzw. „lawiny elektronowej" i do powstania właściwego wyładowania w gazie.

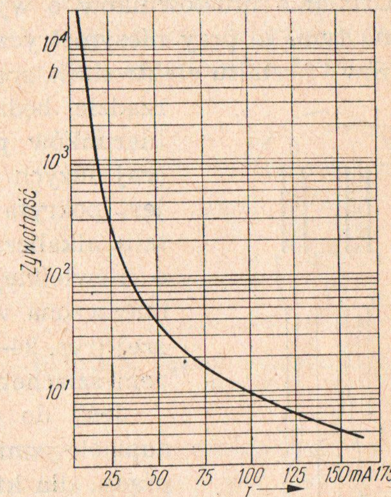
Od chwili doprowadzenia napięcia zapłonu aż do pełnego powstania wyładowania gazowego upływa pewien okres czasu, który można podzielić na „czas opóźnienia wyładowania" i „czas narastania wyładowania". Czas opóźnienia wyładowania jest to czas zużyty na wytworzenie dostatecznej ilości nośników ładunków wskutek bodźców jonizujących. Czas ten może być znacznie skrócony przez dodanie nieznacznej ilości pierwiastków radioaktywnych, tak że czas opóźnienia zapłonu w głównych zarysach sprowadza się do czasu narastania wyładowania. Jest to czas, który upływa aż do chwili osiągnięcia równowagi termodynamicznej

w obszarze wyładowania. Im bardziej jednak zostanie przekroczone najmniejsze napięcie zapłonu, tym krótszy jest niezbędny czas narastania. Przy doprowadzonym średnim napięciu zapłonu jest on rzędu 10^{-5} do 10^{-6}.

Jeżeli wyładowanie jarzeniowe odbywa się w normalnych granicach, wówczas powierzchnia katody, pokryta światłem jarzeniowym, jest proporcjonalna do prądu przepływającego przez obszar wyładowania. Gęstość prądu jest więc w tym zakresie stała. Oporność zewnętrzna obszaru wyładowania zależy od wartości prądu i zmienia się według krzywej wykładniczej.



Rys. 24-1. Charakterystyka prądowo-napięciowa wyładowania w gazie



Rys. 24-2. Żywotność warstwy katodowej w zależności od natężenia prądu wyładowania jarzeniowego

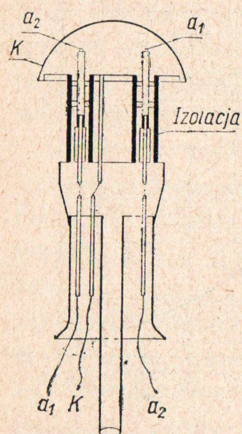
Wyładowanie kończy się wskutek przerwania obwodu wyładowania albo wskutek zmniejszenia napięcia anodowego do wartości napięcia gaśnięcia. Po przekroczeniu najmniejszej wartości prądu jarzenia (około 50 μA) wyładowanie jarzeniowe zmniejsza się wyraźnie poza normalne granice, wskutek czego gęstość prądu, a co za tym idzie i liczba nośników ładunków maleje. Czas niezbędny do pełnego zaniku jonizacji jest około 500 razy większy niż czas potrzebny do jej powstania. Jest zatem oczywiste, że gdy wkrótce po wyłączeniu napięcie zostanie ponownie doprowadzone, następuje natychmiastowy zapłon, mimo, że jest ono niższe od

wartości znamionowego napięcia zapłonu. Dla szybkości lamp gazowych szczególne znaczenie ma czas zaniku nośników ładunków, zwany czasem dejonizacji.

Żywotność lamp jarzeniowych zależna jest od stopnia zaniku gazu i zużycia katody, wywołanego bombardowaniem jej jonami dodatnimi i dlatego wraz ze wzrostem prądu prędko maleje według krzywej wykładniczej (rys. 24-2).

24.2. PROSTOWNIKI Z ZIMNĄ KATODĄ

Działanie prostowników o wyładowaniu jarzeniowym opiera się na tym, że przy niesymetrycznych, różniących się co do rozmiarów i kształtu elektrodach, spadek katodowy napięcia w przyrządzie będzie niejednakowy dla różnych kierunków prądu. Jedna elektroda zazwyczaj dużych rozmiarów i kształtu wklęsłego, jest pokryta warstwą czynną jakiegoś metalu alkalicznego. Druga elektroda, żelazna o niewielkiej powierzchni czynnej, jest umieszczona we wklęsłości elektrody pierwszej (rys. 24-3); przyrząd jest wypełniony gazem szlachetnym (helem, argonem neonem).



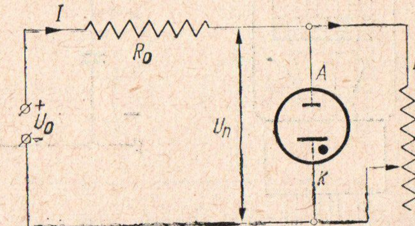
Rys. 24-3. Gazotron stosowany w układach prostowniczych

Jeśli do elektrod prostownika dołączyć napięcie zmienne, wówczas dla kierunku prądu, dla którego elektroda o dużych rozmiarach staje się katodą, spadek katodowy napięcia posiada niewielką wartość. Przy zmianie kierunku prądu katodą staje się elektroda o małych rozmiarach, dla której natężenie prądu katodowego jest niewielkie; dlatego ze wzrostem chwilowych wartości napięcia na przyrządzie prawie że od razu ustala się stan anormalnego spadku katodowego. Ponieważ wskutek dużej wartości spadku katodowego prąd nie może wzrosnąć, przeto prostownik dla prądu tego kierunku będzie wykazywał bardzo małą przewodność.

Na rys. 24-3 pokazano konstrukcję tego rodzaju prostownika, w którym dwie anody cylindryczne (do prostowania dwupołówkowego) są umieszczone wewnątrz katody grzybkowatej. Powierzchnia katody jest pokryta warstwą cezu, dla którego spadek katodowy wynosi tylko 60 V albo tlenku baru dający spadek katodowy 90 V. Prostownik wypełniony jest helem o ciśnieniu od 5÷1 Tr. Wielkość napięcia prostowanego dochodzi do 300 V przy prądzie wyprostowanym 125 mA.

24.3. JARZENIOWE STABILIZATORY NAPIĘCIA

Najprostszy gazowy stabilizator napięcia typu jarzeniowego składa się z dwóch elektrod umieszczonych w bańce wypełnionej argonem lub neonem. Materiał katody i gaz dobiera się w taki sposób, aby napięcie na zaciskach stabilizatora podczas jego jarzenia się w stanie normalnego spadku katodowego było równe wielkości napięcia stabilizowanego. Katoda ma kształt cylindra, którego wewnętrzna powierzchnia może być aktywowana. Anoda z kawałka drutu prostego umieszczona jest w osi cylindra katody.



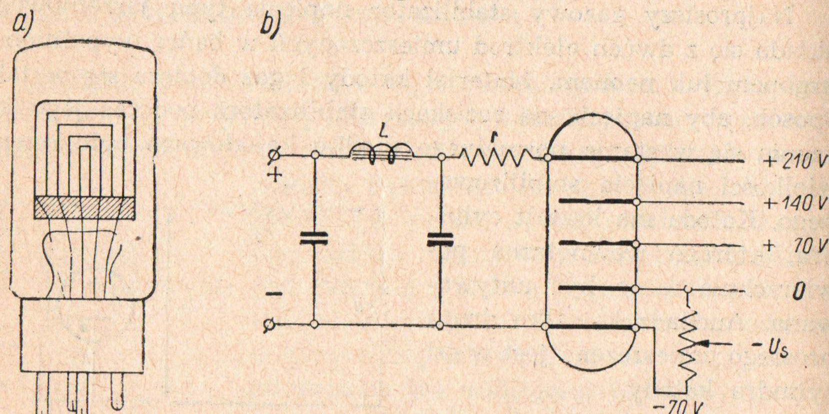
Rys. 24-4. Sposób włączenia stabilizatora

Stabilizator bywa włączany równolegle do oporu obciążenia R; w część nierozgałęzioną obwodu koniecznie musi być włączony, opór ograniczający R_Q (rysunek 24-4). Jeśli charakter obwodu obciążenia jest taki, że prąd w nim może się zmieniać od zera do największej wartości I_R, to stan pracy stabilizatora należy ustalić w sposób następujący. Przy przerwanym obwodzie oporu R „zapalamy" stabilizator i przez dobór wartości oporu R_o ustalamy w stabilizatorze największy prąd $I_{st\,max}$ stanu normalnego spadku katodowego. Napięcie na zaciskach stabilizatora w tym stanie wynosi U_{st}; całe napięcie zasilania będzie

$$U = U_{st}+I_{st\,max}R = U_{st}+\Delta U$$

Przy zamknięciu obwodu obciążenia i zmniejszeniu oporu R, prąd I w części nierozgałęzionej obwodu powinien wzrosnąć i powodując zwiększenie spadku napięcia na oporze R_o powinien wywołać zmniejszenie napięcia na stabilizatorze oraz na oporze obciążenia. Ponieważ stabilizator pracuje w stanie normalnego

spadku katodowego, przeto najmniejsze zmniejszenie się napięcia na jego zaciskach wywołuje w nim zmniejszenie się prądu (wskutek zmniejszenia się jarzącej się powierzchni katody), wskutek czego całkowity prąd $I = I_{st} + I_0$ oraz spadek napięcia IR również się zmniejszą, a napięcie na stabilizatorze podniesie się do poprzedniej wartości. Oczywiście, że taki stan pracy jest możliwy, dopóki prąd w stabilizatorze nie zmaleje do wartości minimalnej $I_{st\,min}$, przy której stabilizator gaśnie.



Rys. 24-5. Układ stabiliwolta wieloelektrodowego

W celu stabilizacji napięć zasilających w układach z lampami wieloelektrodowymi, gdzie potrzeba kilka różnych napięć, stosuje się bardziej złożone stabilizatory, które spełniają równocześnie rolę dzielnika napięcia. Stabiliwolt taki składa się z kilku obszarów wyładowaniowych między elektrodami w kształcie kubków cylindrycznych, z których każdy posiada oddzielne doprowadzenie (rys. 24-5).

25. LAMPY GAZOWANE SPECJALNE

25.1. UWAGI OGÓLNE

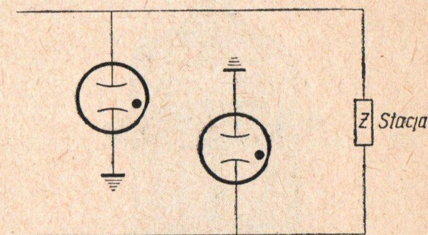
Lampy gazowane specjalne budowane są w zależności od potrzeb. W technice spotyka się lampy tego typu, jak różnego rodzaju zwieraki, liczniki, detektory jonizacyjne i inne. Stosowane

są one w zabezpieczeniach linii, automatyce, miernictwie i układach maszyn matematycznych.

25.2. ZWIERAKI JONOWE

Zwieraki jonowe służą do zabezpieczenia linii od przepięć i grają rolę bezpieczników (rys. 25-1).

Napięcie U_{zp}, przy którym zaczyna pracować bezpiecznik, nazywa się „progiem" lub napięciem zapłonu; bezpieczniki są budowane na napięcia zapłonu od 100 do 500 V, w zależności od warunków pracy linii. Napięcie ustalające się na bezpieczniku przy wyładowaniu łukowym wynosi 8÷10 V (w bezpiecznikach barowych) lub 25÷30 V (w glinowych). Podczas zadziałania bezpiecznika przechodzi przez niego prąd o dość znacznym natężeniu, które bezpiecznik powinien wytrzymać bez szkody dla siebie w ciągu 2÷÷3 sek, dopóki nie zadziałają automatyczne wyłączniki nadmiarowe na linii przesyłowej lub też nie przepalą się bezpieczniki topikowe włączone w linię teletechniczną. Sposób wykonania przedstawiono na rys. 25-2.



Rys. 25-1. Sposób włączenia zwieraków

W specjalnych urządzeniach impulsowych bardzo wielkiej częstotliwości zazwyczaj jedna i ta sama antena jest stosowana do nadawania sygnałów z silnego nadajnika oraz do odbierania sygnałów przez niezmiernie czuły odbiornik.

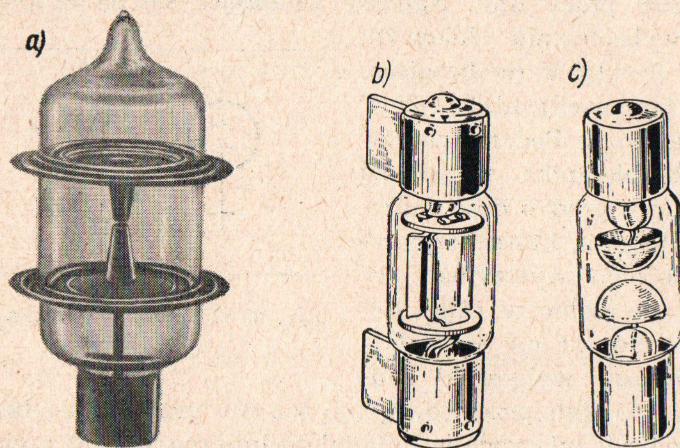
Podczas pracy nadajnika w takim urządzeniu odbiornik powinien być odłączony od anteny, ażeby duża energia wysyłana przez nadajnik sygnału nie mogła dostać się do odbiornika i uszkodzić go. Po ustaniu impulsu nadawczego odbiornik powinien być jak najszybciej dołączony do anteny, aby w czasie przerwy między impulsami nadajnika mógł odbierać sygnały chwytane przez antenę.

Szybkie odłączania i dołączania odbiornika, których ilość może dochodzić do kilku tysięcy na sekundę, są trudne do urzeczy-

wistnienia na drodze przełączania mechanicznego; w nowoczesnych urządzeniach stosuje się do tego celu lampy gazowane zwane jonowymi przełącznikami antenowymi (ze względu na ich zastosowanie) lub też rezonatorami gazowanymi (ze względu na ich konstrukcje).

Przykład konstrukcji takiej lampy przedstawia rys. 25-3. Na rys. 25-4 podano zasadniczy układ połączeń tej lampy z odbiornikiem, nadajnikiem i anteną.

Zasadniczą częścią lampy jest rozbieralny rezonator wnękowy podobnej konstrukcji jak w szklanych klistronach refleksowych;



Rys. 25-2. Wygląd zwieraków

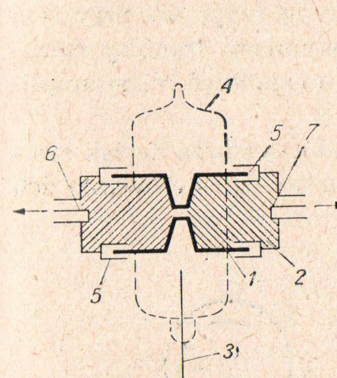
dwie tarcze miedziane wtopione w rurkę szklaną służą za dolną i górną powierzchnię rezonatora cylindrycznego; do wystających z rurki brzegów tarcz jest przymocowana przy użyciu dociskających pierścieni i bolców boczna ściana (cylindryczna) rezonatora, w której znajdują się otwory dla części nastrojczych oraz dla dwóch pętli sprzężenia. Środkowe części tarcz, znajdujące się wewnątrz rurki szklanej są do siebie zbliżone dzięki wygięciu kształtu stożkowego; posiadają one otwory, przez które łączą się ze sobą rozdzielone tarczami wewnętrzne obszary lampy.

Tego rodzaju zabezpieczenie powinno:

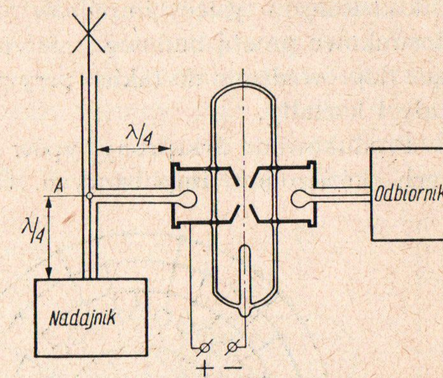
1) przepuszczać z nadajnika do odbiornika tylko tak małą moc, jaka jest bezpieczna dla odbiornika,

2) szybko odzyskiwać swe własności nieprzewodzenia, natychmiast po ustaniu pracy nadajnika,

3) pochłaniać jak najmniejszą część energii sygnałów przychodzących z anteny do odbiornika.



Rys. 25-3. Budowa zwieraka rezonansowego:
1 — tarcze, 2 — rezonator wnękowy, 3 — elektroda zapłonowa, 4 — bańka szklana, 5 — powierzchnie stykowe, 6 i 7 — pętle sprzęgające



Rys. 25-4. Układ połączeń zwieraka dla w. cz.

Spełnienie tego ostatniego warunku zależy głównie od dobroci (jakości) rezonatora przełącznika. Natomiast wymienione w punktach pierwszym i drugim niezbędne właściwości przełącznika określają się procesami fizycznymi w jego obszarze wyładowania.

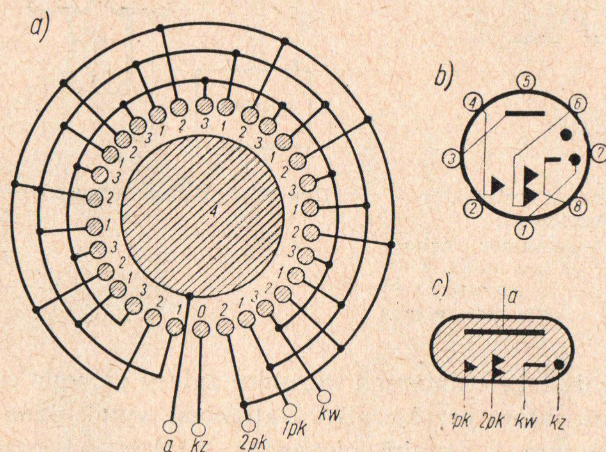
25.3. DEKATRONY

Dekatronami nazwano specjalne przyrządy wieloelektrodowe o wyładowaniu jarzeniowym, przeznaczone przede wszystkim do zliczania impulsów, a także dla potrzeb komutacyjnych i innych. Przyrządy tego typu produkowane są z liczbą elektrod umożliwiającą zliczanie impulsów według dziesiętnego układu liczenia, jednakże mogą one mieć również inną liczbę elektrod, która umożliwia zliczanie impulsów według innego układu liczenia.

W ogóle istnieje dosyć duża liczba różnych typów przyrządów wieloelektrodowych o wyładowaniu jarzeniowym, dostosowanych do pracy w urządzeniach komutacyjnych (przełączających) i liczą-

cych. Zasada ich pracy polega na tym, że każdy doprowadzony do przyrządu impuls wywołuje przejście wyładowania świetlącego z jednej elektrody na następną. Przyrządy tego rodzaju umożliwiają duże prędkości zliczania impulsów, wyrażające się liczbą kilkudziesięciu tysięcy impulsów na sekundę, mają one przy tym stosunkowo prostą budowę i niewielkie wymiary. Impulsy sterujące doprowadzane do takich przyrządów mogą mieć różne amplitudy i kształty.

Produkowane dekatrony typów OG1 i OG2 należą do tak zwanych dekatronów impulsowych. Oznacza to, że sterowanie ich

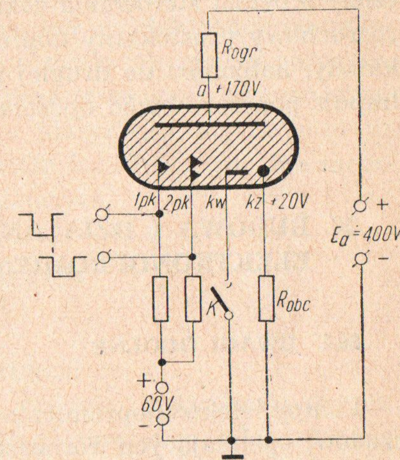


Rys. 25-5. Zasada budowy dekatronu dwuimpulsowego (*a*), schemat jego cokołu (*b*) i oznaczenie umowne na schematach (*c*)

pracą odbywa się za pomocą dwóch impulsów. Zasada konstrukcji układu elektrod takiego dekatronu jest przedstawiona w sposób schematyczny na rys. 25-5 *a*. Dookoła anody mającej kształt tarczy *4* umieszczone są na okręgu trzy grupy katod mających postać pręcików; w każdej grupie znajduje się do dziesięciu katod, przy czym katody każdej grupy występują na zmianę. Do pierwszej grupy należą katody wskaźnikowe *3*, oznaczone literami *kw*. Dziewięć takich katod połączonych razem ma wspólne wyprowadzenie, zaś dziesiąta katoda wskaźnikowa, nazywana katodą zerową *0*, oznaczona literami *kz*, ma wyprowadzenie oddzielne. Do drugiej grupy należą połączone i mające wspólne wyprowadzenie

pierwsze katody przenoszące *1*, nazywane również pierwszymi podkatodami, oznaczone literami *1 pk*. Tak samo wykonane są drugie podkatody mające wspólne wyprowadzenie *2 pk*.

Schemat ideowy włączenia dekatronu w układ zliczający jest przedstawiony na rys. 25-6. W układzie pracuje dekatron dwuimpulsowy. Biegun dodatni źródła prądu anodowego o napięciu rzędu 400 V łączy się poprzez oporność ograniczającą o wartości kilku kiloomów z anodą. Biegun ujemny tego źródła, będący wspólnym biegunem ujemnym układu, łączy się poprzez oporność obciążenia R_{obc} z katodą zerową. Wszystkie katody wskaźnikowe poprzez przycisk *K* również podłącza się do wspólnego bieguna ujemnego. Do pierwszych i drugich podkatod doprowadza się poprzez oporności ograniczające napięcie polaryzacji dodatniej o wartości kilkudziesięciu woltów. Do podkatod doprowadzane są ujemne impulsy napięcia o przebiegu prostokątnym. Impulsy te wytwarzane są w specjalnym urządzeniu sterującym, do którego doprowadza się impulsy zliczane. Dla każdego impulsu, który powinien być zliczony, wspomniane urządzenie sterujące wytwarza dwa impulsy, przy czym pierwszy impuls doprowadzany do drugiej podkatody rozpoczyna się natychmiast po zakończeniu impulsu doprowadzonego do pierwszej katody.



Rys. 25-6. Schemat włączenia dekatronu dwuimpulsowego

Produkowane dekatrony typu 0G1 i 0G2 mają następujące dane techniczne. Napięcie powodujące powstanie wyładowania między anodą a katodą wynosi w nich 300 V, zaś spadek napięcia na tej przestrzeni wyładowczej wynosi około 150 V. Źródło zasilania anodowego powinno mieć napięcie 360÷450 V. Średnia wartość prądu zasilania przy szybkości zliczania równej 1000 impulsów na sekundę wynosi 1,1÷1,5 mA. Stałe napięcie dodatnie polaryzacji na podkatodach względem katody wskaźnikowej wynosi

50 ± 25 V. Sterujące impulsy ujemne doprowadzane do podkatod powinny mieć napięcie rzędu 150 V i czas trwania 30÷50 μsek, przy czym oporność wewnętrzna ich źródła nie powinna być większa od 6000 Ω. Impulsy wejściowe na oporności obciążenia 10÷20 kΩ w obwodzie katody zerowej mają napięcie 8÷15 V.

Średnia szybkość zliczania dekatronu typu 0G1 wynosi 10 000 imp/sek, a dekatronu typu 0G2 — 6000 imp/sek. Trwałość dekatronu jest nie mniejsza od 5000 godzin. Dekatrony mogą pracować przy temperaturze otoczenia od −50 do +60°C. Należy podkreślić, że przy mniejszej szybkości zliczania może być uproszczony schemat sterowania dekatronami dwuimpulsowymi. Impuls rozruchowy prostokątny doprowadza się tylko do pierwszej podkatody, natomiast do drugiej podkatody doprowadza się ten sam impuls poprzez obwód opóźniający *RC*.

26. BUDOWA I DZIAŁANIE LAMPY ELEKTRONOPROMIENIOWEJ

26.1. UWAGI OGÓLNE

Lampy elektronopromieniowe tworzą obszerną grupę przyrządów, spełniających różnorodne funkcje. Do przyrządów tych należą lampy oscylograficzne, telewizyjne lampy odbiorcze (kineskopy), lampy wskaźnikowe stacji radiolokacyjnych, specjalne telewizyjne lampy nadawcze (ikonoskopy), lampy pamięciowe, stosowane w elektronicznych maszynach cyfrowych i innych urządzeniach, przełączniki elektronopromieniowe, umożliwiające przełączanie z dużą prędkością różnych obwodów, mikroskopy elektronowe i elektronowe przetworniki obrazów oraz niektóre inne specjalne przyrządy.

We wszystkich tych przyrządach wytwarza się mniej lub bardziej wąski strumień elektronów (promień), którym steruje się za pomocą pola elektrycznego lub magnetycznego, a niekiedy obu tymi polami jednocześnie. Liczne lampy elektropromieniowe służą do uzyskania zobrazowań optycznych (widzialnych) na ekranie luminescencyjnym.

Wszystkie te lampy klasyfikowane są na podstawie szeregu cech specyficznych. Na przykład rozróżnia się lampy z elektrycznym i magnetycznym ogniskowaniem strumienia elektronów, co uzależnione jest od tego, za pomocą jakiego pola — elektrycznego czy magnetycznego — dokonywane jest ogniskowanie. Podobnie do tego mogą być lampy o elektrycznym lub magnetycznym odchylaniu strumienia. Zależnie od barwy zobrazowania otrzymywanego na ekranie luminescencyjnym, rozróżnia się lampy o świeceniu zielonym, żółtopomarańczowym lub pomarańczowym — dla obserwacji wizualnej, o świeceniu niebieskim — dla fotografowania oscylogramów oraz o świeceniu białym — dla odbioru sygnałów telewizyjnych. Oprócz tego lampy elektronopromieniowe są produkowane o różnym czasie trwania tak zwanej poświaty, tj. świecenia ekranu po tym, gdy przestanie weń uderzać strumień elektronów. Lampy tego typu klasyfikuje się również na podstawie wymiarów ekranu, materiału bańki (szklane lub metalowo-szklane), wartości napięć zasilających.

26.2. WYMAGANIA STAWIANE LAMPOM ELEKTRONOPROMIENIOWYM

Ekran lampy promieniowej powinien:

a) umożliwiać uzyskanie dużej zdolności rozdzielczej obrazu, określonej, jak wiadomo, parametrami systemu telewizyjnego, tzn. umożliwiać odtworzenie maksymalnej liczby szczegółów obrazu,

b) zapewniać dostatecznie dużą jaskrawość obrazu,

c) charakteryzować się odpowiednią do obserwacji barwą świecenia,

d) mieć odpowiedni czas poświaty,

e) umożliwiać uzyskanie dużej kontrastowości obrazu.

Poza tym lampa elektronopromieniowa powinna mieć możliwie duży i płaski ekran, a ze względów konstrukcyjnych całkowita długość lampy powinna być możliwie mała.

Uzyskanie dużej zdolności rozdzielczej obrazu odtwarzanego na ekranie lampy obrazowej jest uwarunkowane z jednej strony drobnoziarnistością luminoforu użytego na ekran, a z drugiej — możliwością uzyskania wiązki elektronów o dostatecznie małej

średnicy (w przekroju leżącym w płaszczyźnie ekranu). W praktyce ograniczającym jest raczej ten drugi czynnik. Średnica plamki wybierającej zależy bowiem od dobroci skupienia wiązki elektronowej na całej płaszczyźnie ekranu.

Rozmiar (średnica) plamki świetlnej na ekranie powinien być w zasadzie dobrany do rozmiaru (średnicy) ekranu lampy.

26.3. ELEMENTY SKŁADOWE

W lampach elektronopromieniowych zachodzą następujące procesy:

a) emisja elektronów z katody wyrzutni elektronowej,
b) nadawanie elektronom wiązki dostatecznie dużej prędkości,
c) dozowanie liczby elektronów w wiązce, czyli modulacja gęstości prądu wiązki,
d) skupianie rozbieżnej wiązki elektronów w wiązce o bardzo małym przekroju,
e) odchylanie wiązki elektronów,
f) przetwarzanie energii kinetycznej elektronów o dużej prędkości (bombardujących luminofor pokrywający ekran lampy) na światło.

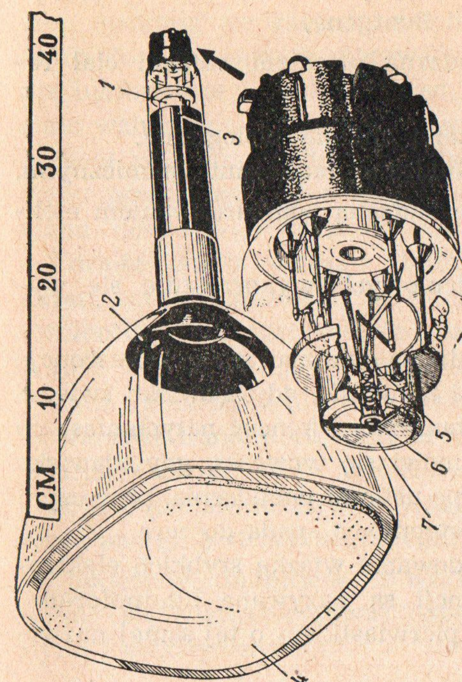
Z tego względu lampy składają się z trzech zasadniczych części:
1) wyrzutni elektronowej,
2) ekranu luminescencyjnego,
3) układu odchylającego.

Typowe przykłady budowy lamp tego typu pokazano na rys. 26-1 i 26-2.

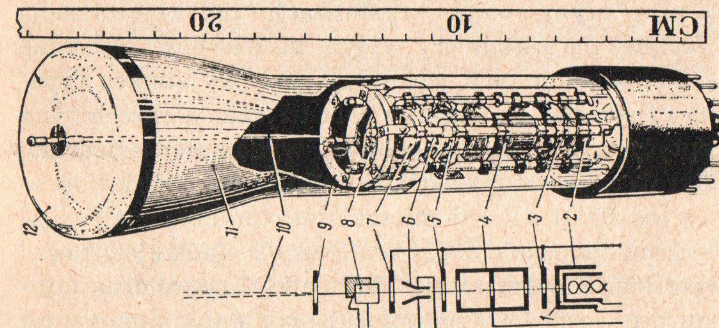
27. EKRAN LUMINESCENCYJNY

27.1. ELEKTROLUMINESCENCJA I LUMINANCJA

Luminescencją nazywamy zjawisko świecenia pewnych substancji zachodzące w niskich temperaturach i występujące pod wpływem doprowadzonej energii, np. kinetycznej cząstek bombardujących daną substancję.



Rys. 26-1. Lampa elektronopromieniowa z odchylaniem magnetycznym i ekranem prostokątnym:
1 — działo elektronowe, *2* — pokrywa grafitowa na wewnętrznej stronie bańki, *3* — odprowadzenie od pokrycia grafitowego, *4* — ekran, *5* — grzejnik katody, *6* — katoda, *7* — elektrody sterujące



Rys. 26-2. Lampa oscyloskopowa z ekranem kołowym:
1 — grzejnik, *2* — elektrody sterujące, *3* — ekran między elektrodami sterującymi i ogniskującymi, *4* — elektrody ogniskujące, *5* — ekran oddzielający, *6* — pierwsza para płytek odchylających, *7* — ekran, *8* — druga para płytek, *9* — elektroda pierścieniowa, *10* — elektroda podtrzymująca, *11* — balon szklany, *12* — ekran

W zależności od rodzaju energii pobudzającej rozróżnia się:

1) fotoluminescencję, pobudzaną promieniowaniem widzialnym, ultrafioletem, promieniami Rentgena,

2) radioluminescencję, pobudzaną promieniowaniem ciał radioaktywnych,

3) bioluminescencję, pobudzaną energią biologiczną,

4) chemioluminescencję, pobudzaną reakcjami chemicznymi,

5) elektronoluminescencję, pobudzaną bombardowaniem elektronami o dużej prędkości.

W lampach elektronopromieniowych wykorzystuje się wyłącznie elektronoluminescencję.

Luminescencję można podzielić na dwa zjawiska: fluorescencję i fosforescencję. O fluorescencji mówi się, gdy zjawisko świecenia rozpoczyna się w chwili pobudzenia i kończy natychmiast po jego ustaniu. O fosforescencji mówi się wówczas, gdy zjawisko trwa jeszcze przez pewien czas po ustaniu pobudzenia, przy czym z reguły jaskrawość świecenia stopniowo spada do zera.

Substancje, których bombardowanie wiązką szybkich elektronów daje zjawisko luminescencji są nazywane luminoforami, a niekiedy fosforami, chociaż z pierwiastkiem o tej samej nazwie nie mają nic wspólnego.

Są to najczęściej związki metali lekkich, takich jak cynk, kadm, wapń i inne, z niemetalami, jak siarka, krzem, tlen i inne. Do najbardziej rozpowszechnionych należą siarczki cynku lub kadmu, wolframiany kadmu, krzemiany cynku i inne w formie krystalicznej, przy czym sposób krystalizacji (np. krystalizacja powolna czy szybka) ma zasadniczy wpływ na własności optyczne luminoforu. Od substancji tych jest wymagana wyjątkowa czystość chemiczna i fizyczna. Jednakże w celu uzyskania określonych właściwości optycznych, a w szczególności wydajności świecenia, przed krystalizacją wprowadza się niewielkie, lecz ściśle określone ilościowo (od $0{,}001 \div 1\%$) domieszki niektórych metali ciężkich, jak srebro, mangan, miedź czy wolfram. Domieszki te noszą nazwę aktywatorów. Zniekształcają one siatkę krystaliczną substancji (stanowiącej osnowę luminoforu), ponieważ atomy lub jony aktywatora wchodzą w miejsca leżące pomiędzy jonami siatki krystalicznej lub zajmują miejsca jonów tej siatki.

Wyjaśnienie zjawiska luminescencji wiąże się z wprowadzonym przez Lenarda pojęciem „centrum luminescencji", pod którym rozumie się niejednorodność siatki krystalicznej osnowy luminoforu, wywołaną wprowadzeniem aktywatora. Do wywołania luminescencji konieczne jest, aby centrum luminescencji zostało wzbudzone przez pochłonięcie energii (np. energii bombardującej cząsteczki o dużej prędkości), a następnie powróciło do stanu normalnego. W czasie powrotu centrum luminescencji do stanu normalnego uzyskana energia zostaje wypromieniowana w formie światła. Jeżeli z materiału luminującego wykonać np. ekran lampy obrazowej, to w czasie wybierania każda cząstka luminoforu podlegać będzie bombardowaniu przez elektrony wiązki wybierającej o bardzo dużej energii (rzędu kilkunastu tysięcy elektronowoltów). Elektrony bombardujące wnikają w warstwę luminoforu, przy czym część z nich wywołuje emisję wtórną z ekranu i nie bierze udziału w wywoływaniu luminescencji. Pozostałe elektrony oddają swoją energię kinetyczną. Ta część energii jest przyczyną emisji światła.

Materiały luminujące ze względu na swoje zastosowanie powinny się charakteryzować odpowiednimi własnościami świetlnymi i elektrycznymi.

Energia wiązki traci się w luminoforze ekranu i główna jej część zużywa się na ciepło. Pozostała jej część zużywa się na wytrącanie elektronów wtórnych oraz na promieniowanie, z czego znowu tylko część jest promieniowaniem świetlnym. Wydajność świetlna luminoforu wynosi przeciętnie 1 do 8 świec na wat. Luminofory są więc jednym z najwydajniejszych źródeł światła. Sprawność przemiany energetycznej wynosi tu od 1 do 10%, dla napięć przyspieszających od 12 do 80 kV.

27.2. WYMAGANIA STAWIANE LUMINOFOROM

Luminoforom stawia się szereg wymagań dotyczących wydajności świetlnej, barwy świecenia, czasu poświaty, współczynnika emisji wtórnej, trwałości i przewodności.

Wydajność świetlna powinna być oczywiście jak największa. Stanowi ona jeden z ważniejszych czynników wyboru substancji

luminującej i zależy głównie od zużytego związku chemicznego, sposobu przygotowania i rodzaju oraz ilości aktywatora.

Wymagana barwa świecenia zależy głównie od przewidywanego zastosowania. Każdy luminofor charakteryzuje się określonym przebiegiem charakterystyki widmowej światła promieniowanego. W celu uzyskania pożądanej barwy świecenia dobiera się odpowiednie rodzaje luminoforów bądź też stosuje się mieszaniny luminoforów o barwach uzupełniających (np. chcąc uzyskać białą barwę świecenia).

Po zaprzestaniu pobudzania luminoforu jego świecenie stopniowo słabnie. Okres zmniejszania się luminancji od 100 do 1% nazywa się czasem poświaty. Czas poświaty luminoforu jest jedną z podstawowych jego własności. Przy odtwarzaniu obrazów czas poświaty nie może być zbyt długi ze względu na to, że poruszający się obiekt pozostawiałby za sobą ślad i obraz byłby rozmazany. Nie może on też być zbyt krótki, ponieważ wrażenie migotania obrazu byłoby zbyt duże.

Należy zaznaczyć, iż ważny jest nie tylko czas trwania poświaty, lecz również charakter krzywej zanikania luminancji. Dla niektórych luminoforów charakter przebiegu bywa wykładniczy, dla innych potęgowy, a dla luminoforów złożonych najczęściej uwikłany.

Ponieważ luminofory są w ogólności dobrymi izolatorami, obwód prądowy wiązki elektronów musi się zamykać przez elektrony wtórne, dążące po wytrąceniu do anody przyspieszającej. Tylko więc takie luminofory, które mają współczynnik emisji wtórnej większy od jedności, nadają się na ekrany lamp obrazowych. Ze względu na konieczność stosowania wysokich napięć przyspieszających bardzo ważny jest także przebieg charakterystyki emisji wtórnej luminoforu w funkcji napięcia przyspieszającego.

W celu uzyskania właściwej wartości współczynnika emisji wtórnej powierzchnię luminoforu pokrywa się niekiedy cienką warstewką MnO, który ma duży współczynnik emisji wtórnej i uzupełnia braki pod tym względem samej substancji luminującej.

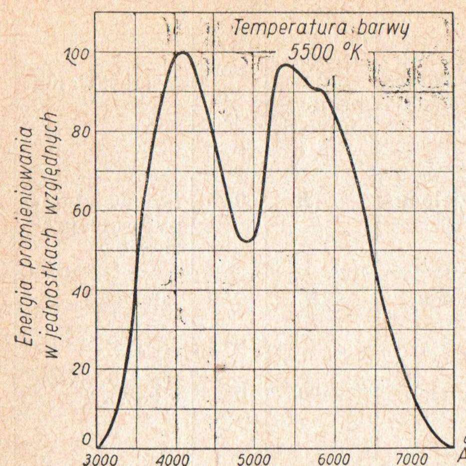
Z upływem czasu w luminoforze występuje zjawisko zmęczenia, to znaczy zmniejszenie wydajności świetlnej. Jednak przy

Tablica 27-1. Parametry typowych luminoforów

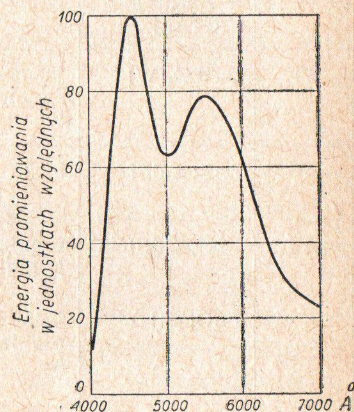
Oznaczenie wg RETMA	Skład chemiczny	Barwa fluorescencji	Barwa fosforescencji	Długość fali przy maksimum promieniowania Å	Czas poświaty	Zastosowania
P1	$Zn_2SiO_4[Mn]$	zielona	zielona	5250	0,05	typowe lampy oscylograficzne
P4	$ZnS[Ag] + 8ZnO; BeO; 5SiO_2[Mn]$	biała	biała	4200	0,06	telewizja
P4	$ZnS[Ag] + ZnS; CdS[Ag]$	biała	biała	4400	0,005	telewizja
P5	$CaWO_4[W]$	jasnofioletowa	niebieska	4300	10^{-5}	rejestracja oscylograficzna
P6	ZnS; CdS[Ag]	biała	biała	—	0,005	telewizja kolorowa
P7	ZnS; CdS[Cu]	niebieskobiała	żółta	4400	3	radar
P15	ZnO[Zn]	jasnoniebieska	jasnoniebieska	5050	10^{-6}	telewizja, wybieranie ruchomym promieniem świetlnym
P16	$Ca_2MgSi_2O_7[Ce]$	nadfiolet	fiolet	3700	10^{-6}	telewizja, wybieranie ruchomym promieniem świetlnym

należytym przygotowaniu substancji luminującej i niedopuszczaniu do nadmiernego świecenia trwałości ekranu lampy, jest znaczna i nie jest głównym czynnikiem, który decyduje o trwałości lampy.

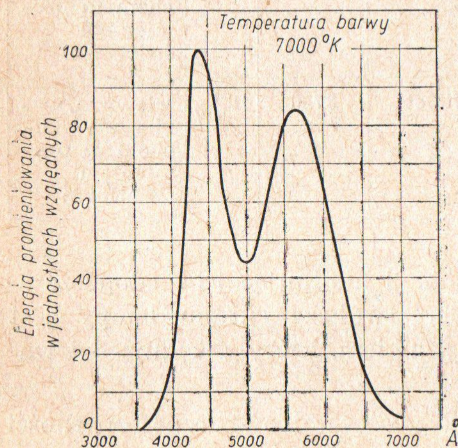
Większość luminoforów jest izolatorami o znacznej oporności powierzchniowej, jednak niektóre spośród nich wykazują pewną



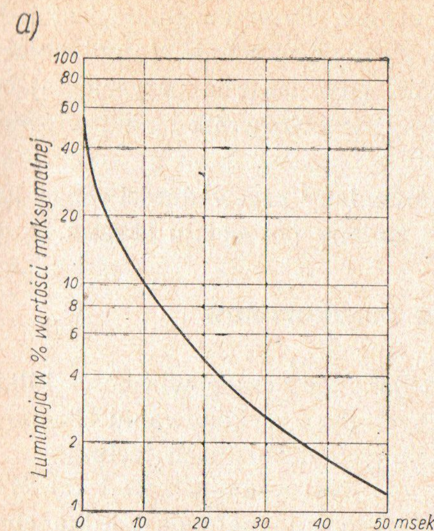
Rys. 27-1. Charakterystyka promieniowania luminoforu typu P4 (temperatura barwy 7000 °K)

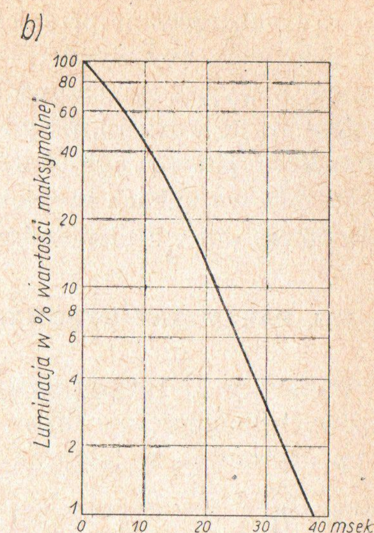


Rys. 27-3. Charakterystyka promieniowania luminoforów Philipsa

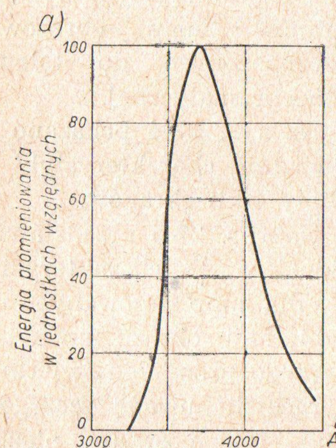


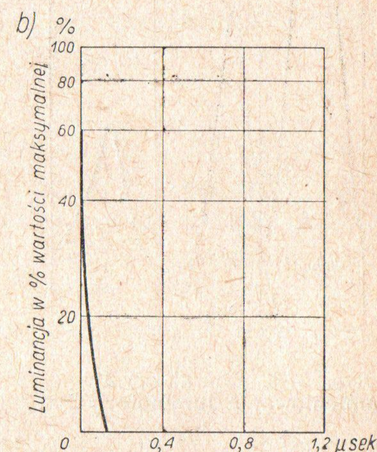
Rys. 27-2. Charakterystyka promieniowania luminoforu typu P4 (temperatura barwy 5500 °K)





Rys. 27-4. Charakterystyka poświaty luminoforów: *a*) typu P4, *b*) typu W (Philipsa)





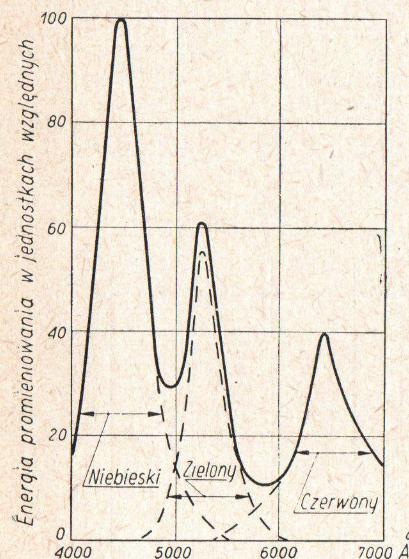
Rys. 27-5. Charakterystyki luminoforów typu P16: *a*) charakterystyka widmowa, *b*) charakterystyka poświaty

przewodność i mają własności półprzewodników w okresie czasu, gdy są bombardowane przez elektrony. Ta przewodność jest jednak zbyt mała, aby wywierać wpływ na ustalanie się potencjału ekranu, z wyjątkiem przypadków, gdy napięcia przyspieszające są zbliżone do wartości, przy której współczynnik emisji wtórnej luminoforu jest równy jedności.

W tych warunkach niewielkie zmiany przewodności mogą już powodować duże, a niepożądane zmiany potencjału ekranu.

27.3. PARAMETRY TYPOWYCH LUMINOFORÓW

W tablicy 27-1 zgrupowano dane dotyczące własności kilku typowych luminoforów stosowanych przy wykonywaniu ekranów lamp używanych w telewizji i innych dziedzinach techniki.



Rys. 27-6. Charakterystyka promieniowania luminoforu P22

Na rysunkach 27-1 do 27-6 pokazano natomiast kilka charakterystyk widmowych oraz charakterystyk poświaty niektórych typowych luminoforów.

Na rys. 27-1 do 27-3 pokazano charakterystyki widmowe ekranów lamp obrazowych przeznaczonych do telewizji monochromatycznej.

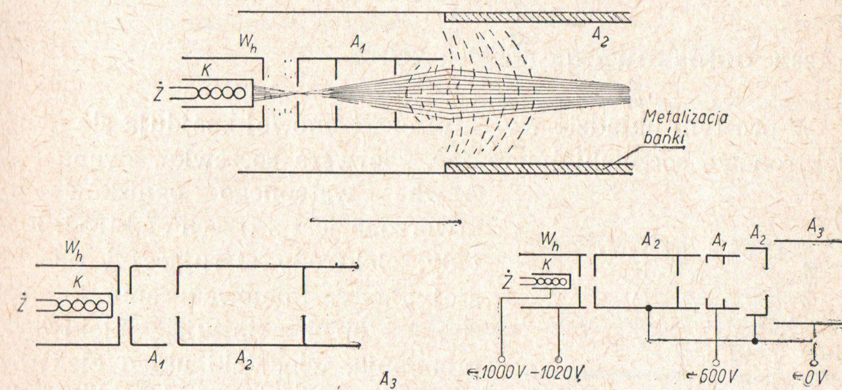
Na rys. 27-4 pokazano odpowiednie charakterystyki poświaty tych ekranów.

Na rys. 27-5 przedstawiono takie same charakterystyki, lecz dla lamp stosowanych przy wybieraniu obrazu metodą ruchomego promienia świetlnego. Zwraca tu uwagę szczególnie krótki czas poświaty, niezbędny przy tego rodzaju pracy. Wreszcie na rys. 27-6 pokazano, dla porównania, charakterystyki ekranu lampy obrazowej stosowanej w telewizji kolorowej.

28. WYRZUTNIE ELEKTRONOWE

28.1. UWAGI OGÓLNE

Wyrzutnia elektronowa, albo działo elektronowe, jest to układ elektronooptyczny przeznaczony do takiego skupienia elektronów emitowanych z katody, aby uzyskać na powierzchni wybieranej (np. na ekranie lampy obrazowej) plamkę wybierającą o możliwie małej średnicy.



Rys. 28-1. Niektóre typy wyrzutni elektronowych:
Ż — grzejnik, W_h — cylinder Wehnelta, K — katoda, A_1, A_2, A_3 — anody (elektrody przyśpieszające)

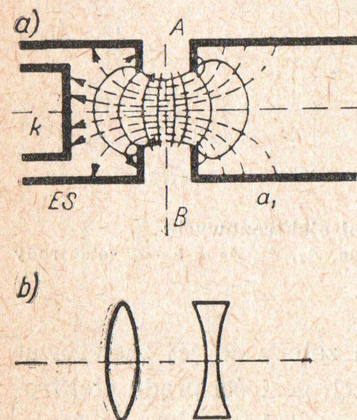
Konstrukcja wyrzutni elektronowej zależy od jej zastosowania, od stawianych wymagań dotyczących gęstości prądu elektronowego i dopuszczalnych zniekształceń oraz od sposobu skupienia. Wyrzutnie elektronowe różnych typów lamp różnią się więc od siebie. Niektóre jednak elementy wyrzutni są typowe dla wszystkich ich rodzajów. Jest to przede wszystkim katoda, z reguły pośrednio żarzona, wykonana jako tzw. punktowa, to jest o warstwie emisyjnej zgrupowanej na bardzo małej powierzchni naprzeciw otworu wylotowego. Drugim wspólnym elementem jest soczewka imersyjna. Składa się ona z elektrody dozującej (zwanej również cylindrem Wehnelta), do której przykłada się napięcie ujemne w stosunku do katody i elektrody przyspieszającej z otwo-

rem. Wyrzutnię uzupełnia zwykle kilka anod przyspieszających. Do zespołu anod przykłada się na ogół napięcia stopniowo wzrastające, licząc od katody.

W szeregu lamp końcową anodę przyspieszającą stanowi metalizacja bańki lampy. Jej napięcie decyduje o nadaniu elektronom ostatecznej prędkości. Liczba i rodzaj anod są związane w dużym stopniu ze sposobem skupienia wiązki (elektrycznym — za pomocą zespołu elektrod, lub magnetycznych — za pomocą zewnętrznej cewki czy magnesu trwałego). Na rys. 28-1 pokazano kilka rodzajów wyrzutni elektronowych.

28.2. OGNISKOWANIE ELEKTRYCZNE

W prostym układzie wyrzutni elektronowej znajdują się dwie elektronowe soczewki imersyjne. Pierwsza soczewka, zwana soczewką wstępnego ogniskowania, utworzona jest z trzech elektrod: katody, elektrody sterującej i pierwszej anody. Ponieważ sama katoda stanowi obiekt emitujący elektrony promienia, więc taki układ elektronooptyczny nazywa się obiektem imersyjnym.

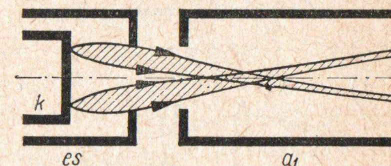


Rys. 28-2. Pierwsza soczewka wyrzutni elektronowej (*a*) i jej podobieństwo optyczne (*b*)

Na rys. 28-2 *a* przedstawiono w przybliżeniu obraz pola elektrycznego w tej części wyrzutni elektronowej dla przypadku, gdy ujemny potencjał panujący na elektrodzie sterującej nie jest zbyt wysoki. Ze względu na to, że w literaturze podobne pola po większej części są przedstawione za pomocą powierzchni ekwipotencjalnych, więc na rys. 28-2 *a* zostały one oznaczone liniami ciągłymi, natomiast linie sił oznaczono liniami przerywanymi.

Rozpatrywane pole jest podobne w pewnym stopniu do układu dwóch soczewek — skupiającej i rozpraszającej (rys. 28-2 *b*), przy czym soczewka skupiająca jest silniejsza od soczewki rozpraszającej, wskutek czego taki układ optyczny okazuje się układem skupiającym.

Jeżeli uwzględnimy, że elektrony wylatują nie tylko prostopadle do powierzchni katody, lecz również pod pewnym kątem do niej, to można przedstawić tory elektronów w przybliżeniu w taki sposób, jak to uczyniono na rys. 28-3, w przypadku dwóch wiązek elektronów wychodzących z dwóch skrajnych elementów roboczej powierzchni emitującej katody. Widać, że elektrony poruszają się po torach krzywoliniowych. Ich strumienie są ogniskowane i przecinają się w pewnym obszarze wewnątrz pierwszej anody. Obszar ten nazywany pierwszym przecięciem lub skrzyżowaniem, ma bardzo niewielkie wymiary.



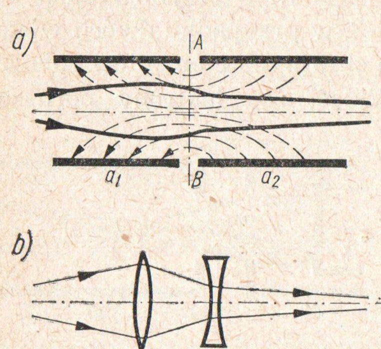
Rys. 28-3. Tory elektronów w obiektywie imersyjnym wyrzutni elektronowej

Po wyjściu z tego obszaru elektrony lecą dalej rozchodzącymi się wiązkami.

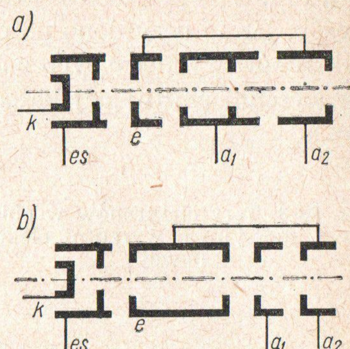
Przyspieszające pole elektryczne między pierwszą i drugą anodą tworzy również soczewkę imersyjną. W celu uproszczenia pole to zostało przedstawione na rys. 28-4 jedynie za pomocą linii sił. Podobnie jak w poprzednim przypadku, linia *AB* dzieli pole tej soczewki na dwie części. Wpływ tego pola na strumień elektronów jest analogiczny do wpływu pola elektrycznego pierwszej soczewki wyrzutni. W pierwszą (lewą) połowę pola przychodzi rozchodzący się strumień elektronów, który jest skupiany, ponieważ dla tego strumienia pole to jest przyspieszającym polem zbieżnym. Natomiast w prawej części pola występuje rozpraszanie strumienia, ponieważ w tej części soczewki pole jest rozbieżne. Działanie rozpraszające soczewki jest słabsze od działania skupiającego, ponieważ prędkość elektronów jest większa w prawej części pola niż w lewej.

Cały układ, którego działanie można również przyrównać do układu optycznego, składającego się z soczewki skupiającej i rozpraszającej (rys. 28-4 *b*), umożliwia skupianie strumienia. Na sku-

tek tego, że skupianie strumienia w pierwszej części pola soczewki jest w znacznym stopniu kompensowane przez rozpraszanie strumienia w drugiej części pola soczewki, układ okazuje się układem o wydłużonej ogniskowej, co jest właśnie wymagane, ponieważ



Rys. 28-4. Druga soczewka skupiająca wyrzutni elektronowej (*a*) i jej podobieństwo optyczne (*b*)



Rys. 28-5. Ulepszone wyrzutnie elektronowe z elektrodą ekranującą

niezbędną rzeczą jest skupienie strumienia elektronowego możliwie w jednym punkcie na ekranie znajdującym się dość daleko od wyrzutni.

Po wzroście różnicy potencjałów między anodami, przez obniżenie napięcia na pierwszej anodzie, rośnie natężenie pola elektrycznego, na skutek czego jego działanie skupiające zostaje wzmocnione.

Dzięki temu w prosty sposób zostaje zapewniona regulacja ogniskowa strumienia.

W niektórych wyrzutniach elektronowych druga anoda ma średnicę większą od pierwszej. Wówczas natężenie pola w drugiej jej części staje się mniejsze niż w pierwszej, na skutek czego pole to jest tutaj rozprzestrzenione na większą objętość. Okoliczność powyższa również osłabia rozpraszające działanie pola w porównaniu z jego działaniem skupiającym w pierwszej części soczewki.

Opisana wyżej dwusoczewkowa wyrzutnia elektronów, mająca dwa układy skupiające, nazywa się wyrzutnią triodową, ponieważ katoda, elektroda sterująca i pierwsza anoda mogą być porównane do triody.

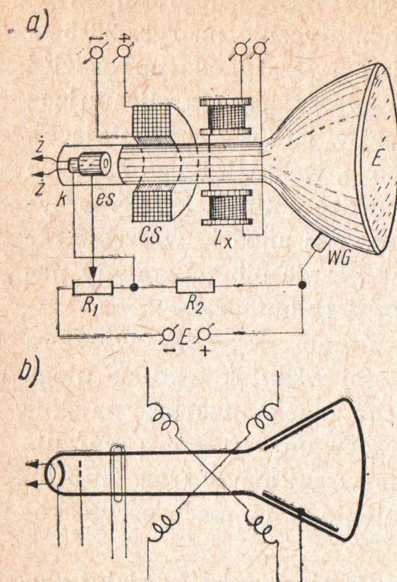
Znacznie lepsze wyniki uzyskuje się przez zastosowanie wyrzutni tetrodowej, przedstawionej schematycznie na rys. 28-5 *a*. W układzie tym elektroda sterująca i pierwsza anoda są rozdzielone przez dodatkową elektrodę przyspieszającą lub ekranującą *E*, spełniającą zadania siatki ekranującej w lampie wzmacniającej. Elektroda ta jest połączona z drugą anodą, wskutek czego napięcie na niej jest stałe. Dzięki ekranującemu działaniu elektrody przyspieszającej zmiana potencjału na pierwszej anodzie w czasie regulacji ogniskowej nie powoduje, praktycznie biorąc, zmiany natężenia pola w obiektywie imersyjnym przy katodzie.

Jednakże regulacja jaskrawości mimo wszystko wywiera wpływ na ogniskowanie, w szczególności wskutek tego, że ulega zmianie prąd pierwszej anody, który ma znaczną wartość na skutek istnienia przesłon. Dlatego też opracowano tetrodową wyrzutnię elektronów z zerowym prądem pierwszej anody (rys. 28-5 *b*), która uzyskała szerokie rozpowszechnienie w lampach oscyloskopowych.

W niektórych przypadkach wykonuje się jeszcze bardziej złożone wyrzutnie elektronów. Współczesne wyrzutnie elektronów umożliwiają uzyskanie na ekranie lampy oscyloskopowej plamki świetlnej o średnicy nie przekraczającej przy dobrym zogniskowaniu 0,001÷0,002 średnicy ekranu.

28.3. OGNISKOWANIE MAGNETYCZNE

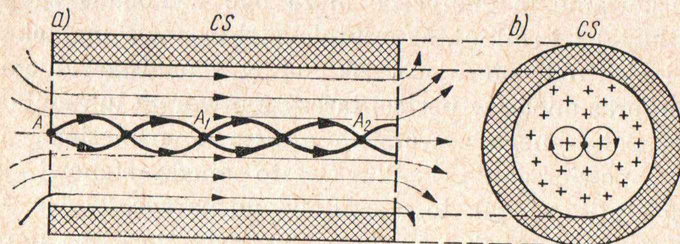
Ogniskowanie magnetyczne może być wykonane za pomocą cewki długiej i krótkiej. Wyrzutnia elektronowa ma taką samą katodę i elektrodę sterującą, jak lampy z ogniskowaniem elektrycznym oraz anodę w postaci tarczy z otworem lub metalowego cylindra, połączonego z warstwą grafitową, naniesioną na wewnętrzną powierzchnię bańki. Często anodę stanowi jedynie warstwa grafitowa, jak to przedstawiono na rys. 28-6 *a*. W niektórych lampach między anodą a elektrodą sterującą umieszcza się jeszcze ekranującą elektrodę sterującą, do której doprowadza się stałe napięcie dodatnie rzędu kilkuset woltów. Zasilanie wyrzutni elektronowej odbywa się w taki sam sposób, jak w lampie elektrostatycznej, jednakże nie jest wymagana regulacja napięcia anodowego w celu uzyskania zogniskowania promienia.



Rys. 28-6. Zasada budowy lampy magnetycznej (a) i jej oznaczenie umowne na schematach (b)

Wylatujący z wyrzutni elektronowej strumień elektronów wpada w pole magnetyczne soczewki ogniskującej CS. Cewka jest zasilana prądem stałym, którego natężenie można regulować w celu otrzymania odpowiednio dobrego zogniskowania.

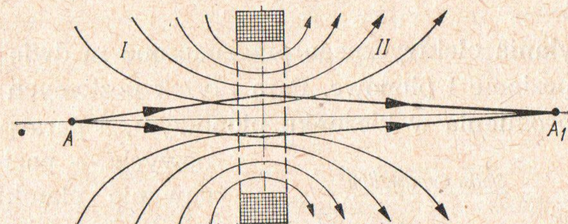
Ogniskowanie za pomocą cewki długiej przedstawiono na rysunku 28-7. Zostało stwierdzone, że w polu takiej cewki tory elektronów mają postać linii śrubowej. Wskutek znacznej długości pola linie te mogą mieć kilka skrętów. Jeżeli elektrony wychodzą poza pewien punkt A, znajdujący się w polu magnetycznym na osi cewki, to za każdym obrotem ich toru śrubowego przetną one ponownie oś, to jest będą ogniskowane w punktach A_1, A_2 itd. Można się o tym przekonać, rozpatrując rzuty torów na płaszczyznę przechodzącą przez punkt A prostopadle do osi cewki (rys. 28-7 b). Rzuty te stanowią okręgi wychodzące z punktu A i wracające w ten sam punkt.



Rys. 28-7. Magnetyczne ogniskowanie promienia elektronowego za pomocą cewki długiej

Ogniskowanie za pomocą długiej cewki lub, jak go się inaczej nazywa, ogniskowanie za pomocą długiej soczewki magnetycznej,

spotykane jest w niektórych specjalnych przyrządach elektronopromieniowych, natomiast w lampach magnetycznych stosuje się wyłącznie ogniskowanie za pomocą krótkiej soczewki magnetycznej w postaci nierównomiernego pola magnetycznego, wytwarzanego przez krótką cewkę indukcyjną (rys. 28-8).



Rys. 28-8. Ogniskowanie magnetyczne promienia elektronowego za pomocą cewki krótkiej

Zamiast cewki ogniskującej można również stosować magnes trwały w postaci pierścienia; w takim przypadku regulacji ogniskowania dokonuje się przez przesuwanie magnesu wzdłuż szyjki lampy lub za pomocą bocznika magnetycznego, na który odgałęzia się część strumienia magnetycznego magnesu trwałego.

29. ODCHYLANIE WIĄZKI ELEKTRONÓW

29.1. UWAGI OGÓLNE

Zarówno przy analizie jak i i syntezie obrazu plamka wybierająca musi się przesuwać po powierzchni wybieranej ruchem wybierającym, a więc przy przyjętej w telewizji metodzie, w dwu wzajemnie prostopadłych kierunkach: poziomym i pionowym. Wiązka elektronów może zostać odchylona od początkowego kierunku ruchu, jeśli dostanie się w obszar działania odpowiednio skierowanego pola elektrycznego lub magnetycznego.

W związku z tym są wykorzystywane dwa zasadnicze sposoby nadawania plamce wybierającej ruchu wybierającego: przez

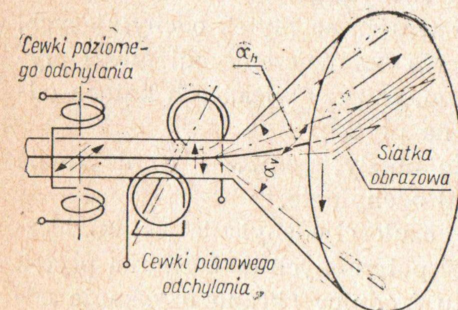
b) odpowiednio małej odległości między płytkami odchylającymi (dla zwiększenia kąta odchylenia stosuje się płytki o brzegach odgiętych);

c) stosunkowo niskich napięć anody, które tylko przy małej powierzchni ekranu mogą już zapewnić wystarczającą jaskrawość obrazu.

Przy zastosowaniu kineskopów o dużej powierzchni ekranu powstają trudności spowodowane potrzebą użycia niezwykle długich baniek (dla utrzymania dostatecznej czułości odchylania), następnie koniecznością doprowadzenia wysokich napięć anodowych (dla uzyskania dostatecznej jaskrawości ekranu) i odpowiednio dużych (rzędu kV) napięć zasilania płytek odchylających. Z tych względów kineskopy o odchylaniu elektrycznym stosuje się w telewizji tylko do wytwarzania małych obrazów (maksymalne średnice ekranu do 25 cm). Czułość odchylania kineskopu wynosi 0,05÷0,4 mm/V.

29.3. ODCHYLANIE MAGNETYCZNE

Do odchylania magnetycznego służą dwie pary cewek: cewki odchylania poziomego i pionowego (rys. 29-2). Para cewek odchylania poziomego odchyla promień w kierunku poziomym, a para cewek odchylania pionowego powoduje pionowe przesuwanie plamki.



Rys. 29-2. Magnetyczne odchylanie promienia

Odchylanie promienia oparte jest na zjawisku oddziaływania pola magnetycznego na przewód, przez który przepływa prąd elektryczny. Strumień elektronów można traktować jako przewodnik, w którym płynie prąd, pamiętając, że kierunek przepływu prądu jest przeciwny do kierunku ruchu elektronów. Pole magnetyczne o natężeniu prostopadłym do kierunku promienia spowoduje jego odchylenie w kierunku prostopadłym do obydwu wektorów, zgodnie z regułą trzech palców lewej ręki (rys. 29-3). Przy zmianie kierunku przepływu prądu w cewkach następuje zmiana kierunku prędkości odchylania.

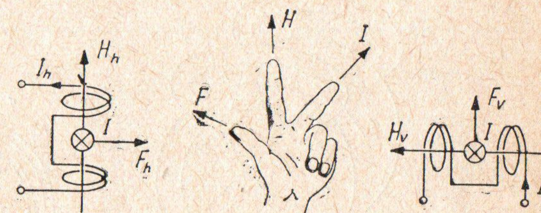
Czułość odchylania tego rodzaju kineskopu określa się odległością przesunięcia (w mm) plamki świetlnej na ekranie (rysunek 29-2), odpowiadającą przyrostowi lub zmniejszeniu natężenia pola odchylającego o jeden ersted przy danym napięciu anody.

Czułość odchylania kineskopu zależy od jego wymiarów i wartości napięcia anody. Wyraża się ją wzorem

$$S = k \cdot \frac{lL}{\sqrt{U_A}}$$

w którym: S — czułość odchylania kineskopu, k — stała, L — odległość cewek od ekranu, l — rozpiętość pola oddziaływania cewki, U_A — napięcie anody.

Rys. 29-3. Zasada działania odchylania magnetycznego



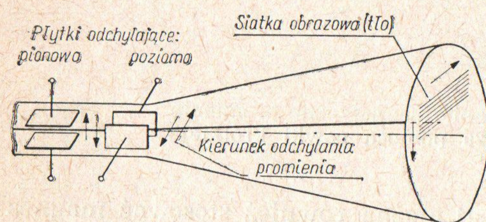
Czułość kineskopu o magnetycznym odchylaniu maleje wraz ze wzrostem napięcia anody, jednak nie w stosunku odwrotnie proporcjonalnym jak w kineskopach o elektrycznym odchylaniu, lecz z pierwiastkiem kwadratowym napięcia. Jest to poważną zaletą omawianych kineskopów, ponieważ np. dwukrotne zwiększenie średnicy ekranu spowoduje zmniejszenie się czułości odchylania tylko dwukrotnie — przy czterokrotnym zwiększeniu napięcia anody koniecznym dla otrzymania tej samej jaskrawości obrazu. W tych samych warunkach czułość kineskopu o elektrycznym odchylaniu zmniejszyłaby się czterokrotnie, a zatem napięcie potrzebne do zasilania płytek musiałoby wzrosnąć również czterokrotnie.

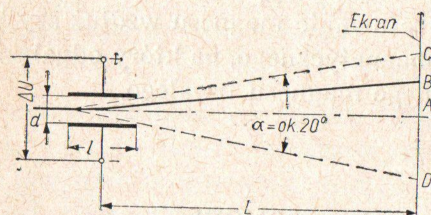
Maksymalny kąt, o jaki może być odchylony promień elektronowy, zależy od kształtu bańki kineskopu. Najpowszechniej stosowane są konstrukcje umożliwiające maksymalny kąt odchyla-

odchylanie jej polem elektrycznym, zwane odchylaniem elektrostatycznym lub elektrycznym oraz przez odchylanie jej polem magnetycznym, zwane również odchylaniem elektromagnetycznym.

29.2. ODCHYLANIE ELEKTRYCZNE

Do odchylania elektrycznego przeznaczone są dwie pary płytek: płytki poziome i pionowe. Para płytek poziomych powoduje odchylanie promienia w kierunku pionowym, a para płytek pionowych — poziome przesuwanie plamki, a więc kreślenie poziomych linii obrazu.





Rys. 29-1. Elektryczne odchylanie promienia

Odchylanie strumienia oparte jest na zjawisku odpychania się i przyciągania ładunków elektrycznych. Jeżeli np. górna płytka naładowana jest dodatnio, a dolna ujemnie (rys. 29-1), elektrony strumienia zostaną przyciągnięte w kierunku górnej płytki, a plamka na ekranie przesunie się z punktu A do punktu B.

Odwrotne zjawisko nastąpi przy zmianie znaku potencjału płytek. Maksymalne przesunięcie plamki AC jest ograniczone odległością wzajemną płytek d. Kąt między skrajnymi dopuszczalnymi kierunkami odchylenia promienia nazywa się maksymalnym kątem odchylenia. Dla zwykłych kineskopów kąt ten wynosi ok. 20°.

Stosunek wielkości przesunięcia plamki AB do wartości różnicy potencjałów na płytkach, która wywołała to przesunięcie, przy danym napięciu anody określa się jako czułość odchylenia kineskopu.

Wyraża się ona wzorem

$$S = \frac{AB}{U}\ [\text{mm/V}]$$

w którym: S — czułość odchylania, mm/V; U — napięcie przyłożone między płytki, V; AB — wielkość odchylenia plamki od położenia środkowego odpowiadająca temu napięciu, mm.

Czułość odchylania kineskopu zależy od wymiarów geometrycznych jego elementów (bańki i płytek) i od napięcia anody

$$S = \frac{lL}{dU_A}[\text{mm/V}]$$

gdzie S — czułość odchylania kineskopu, mm/V; L — odległość płytek od ekranu, mm; l — długość płytek odchylających w kierunku osi kineskopu, mm; d — wzajemna odległość płytek odchylających, mm; U_A — napięcie anody przyspieszającej elektrony, V.

Czułość odchylania kineskopu zwiększa się:

a) w miarę zwiększania się odległości ekranu od płytek odchylających (zwiększenie czułości odchylania przez stosowanie długich lamp jest ograniczone względami konstrukcyjnymi i praktycznymi);

b) im dłuższe są płytki odchylające, tzn. im dłużej elektrony są wystawione na działanie pola odchylającego;

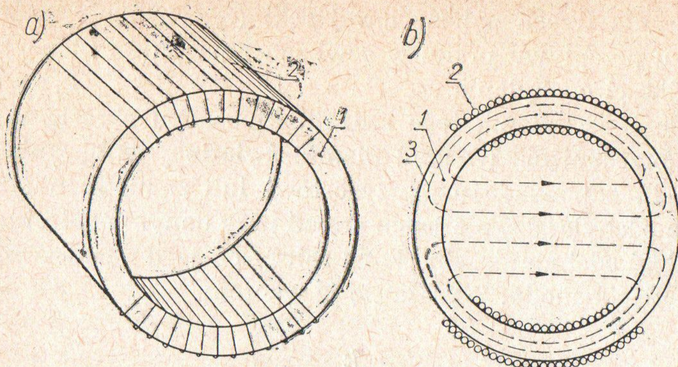
c) im mniejsza jest odległość wzajemna płytek odchylających, gdyż wtedy wzrasta natężenie pola (zmniejszenie odległości płytek od siebie jest ograniczone tym, że przy większych kątach odchylania promień będzie padał na płytki);

d) im mniejsze jest napięcie anody; ponieważ zmniejszenie prędkości elektronów ułatwia ich odchylanie.

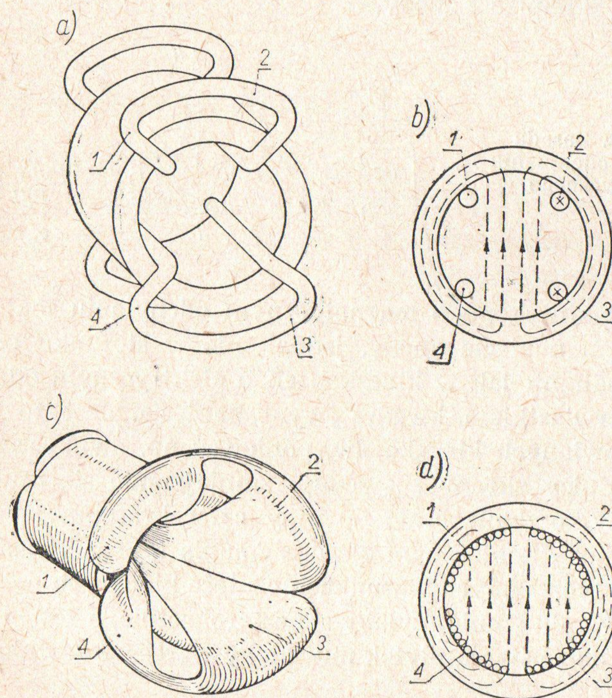
Uzyskanie odpowiednio dużej czułości odchylania jest konieczne ze względu na wartość napięć potrzebnych do zasilania płytek odchylających. W miarę wzrostu średnicy ekranu uzyskanie odpowiedniej czułości jest coraz trudniejsze.

Przy małych średnicach ekranu czułość odchylania jest zależna od:

a) odpowiednio dużej odległości ekranu od płytek odchylających (co jest możliwe przy ekranie małym, gdyż całkowita długość kineskopu nie przekracza wtedy 40 cm);



Rys. 29-4. Cewki toroidalne dla pionowego odchylania: *a*) rdzeń ferrytowy z cewkami, *b*) przekrój przez rdzeń
1 — rdzeń ferrytowy, 2 — cewka, 3 — linie magnetyczne



Rys. 29-5. Cewki siodłowe: *a*) cewki jednozwojowe, *b*) odpowiadający im rozkład pola magnetycznego, *c*) cewki wielozwojowe, *d*) odpowiadający im rozkład pola magnetycznego

nia do 90°. Najnowsze kineskopy umożliwiają odchylanie promienia w granicach do 110°.

Najczęściej stosuje się obecnie dwa rodzaje kształtów cewek odchylających: cewki toroidalne i cewki siodłowe. Cewki odchylania pionowego są typu toroidalnego, a cewki odchylania poziomego typu siodłowego (rys. 29-4 i 29-5).

Dane dotyczące cewek pionowego i poziomego odchylenia podano w tablicach 29-1 i 29-2.

Tablica 29-1. Dane dotyczące cewek odchylenia pionowego

Liczba zwojów	Średnica drutu	Prąd (wartość międzyszczytowa) I_{mszcz}	Liczba amperozwojów (zwoje $\times I_{mszcz}$)	Indukcyjność	Uwagi
	mm	A		mH	
2×2100	0,10	0,05	210	1000	Kineskop 10″ $\alpha_v = 40°$ $U_A = 10$ kV
2×105	0,45	1,0	210	40	
2×180	0,45	1,05	375	50	Kineskop 14″ $\alpha_v = 50°$ $U_A = 13$ kV

Tablica 29-2. Dane dotyczące cewek odchylania poziomego

Liczba zwojów	Średnica drutu	Prąd (wartość międzyszczytowa) I_{mszcz}	Liczba amperozwojów (zwoje $\times I_{mszcz}$)	Indukcyjność	Uwagi
	mm	A		mH	
2×64	0,7	1,8	230	1,0	Kineskop 10″ $\alpha_h = 50°$ $U_A = 10$ kV
2×360	0,3	0,32	230	30	
2×200	0,45	1,0	400	9,3	Kineskop 14″ $\alpha_h = 70°$ $U_A = 13$ kV

29.4. ODCHYLANIE ORTOGONALNE

W niektórych typach lamp w celu zapewnienia prawidłowych warunków ich pracy niezbędne jest, aby wiązka elektronów padała na powierzchnię wybieraną zawsze prostopadle do niej, niezależnie od miejsca padania. Tego rodzaju wybieranie nosi nazwę ortogonalnego.

W typowym odchylaniu elektrycznym czy magnetycznym — wiązka elektronów przy wybieraniu pada prostopadle na powierzchnię wybieraną jedynie w jej środku. Dla wszystkich innych punktów powierzchni wybieranej wiązka elektronów tworzy pewien kąt z osią *X-X* (stanowiącą najczęściej oś lampy), przy czym kąt ten jest tym większy, im element wybierany leży dalej od środka. Dlatego też poprzednio omówione typy odchylania noszą nazwę odchyleń kątowych.

Uzyskanie odchylania ortogonalnego wymaga stworzenia warunków innych niż przy odchylaniu kątowym i jest obecnie realizowane przez współdziałanie dwu pól: jednego osiowego, najczęściej magnetycznego, i drugiego prostopadłego do osi — elektrycznego lub magnetycznego. Pole osiowe jest wytwarzane za pomocą cewki nawiniętej na całej długości lampy, natomiast pole prostopadłe do osi lampy jest wytwarzane bądź za pomocą płytek odchylających, bądź też cewek odchylających umieszczonych wewnątrz pierwszej cewki. Cewka wytwarzająca pole osiowe spełnia poza tym rolę cewki skupiającej wiązkę elektronów.

30. LAMPY OSCYLOSKOPOWE

30.1. UWAGI OGÓLNE

Lampy oscyloskopowe są lampami elektronopromieniowymi, stosowanymi w urządzeniach pomiarowych, a szczególnie w oscyloskopach. Umożliwiają one obserwację przebiegów elektrycznych i pośrednio innych, jeśli do pomiarów zastosowano przebiegi elektryczne.

W lampach oscyloskopowych stosowane jest odchylanie elektryczne. Daje to możliwości stosowania tych lamp w zakresie

wielkich częstotliwości oraz umożliwia sterowanie stosunkowo małą mocą.

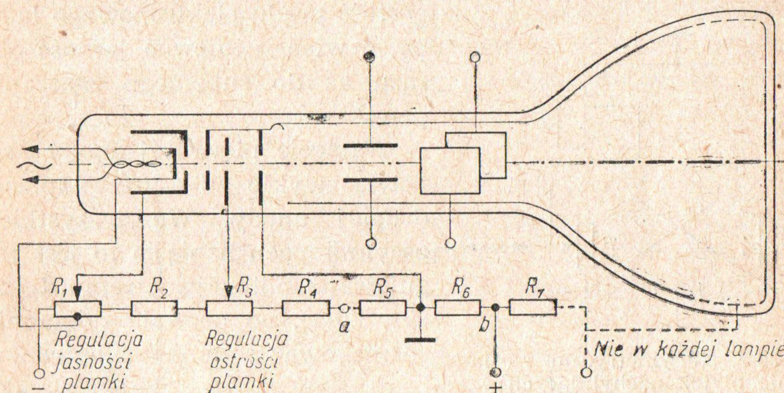
Ekran tych lamp jest niewielki, ale nie jest to wadą, gdyż zapisy dokonywane na ekranie są proste i nie sprawiają kłopotu w odczycie.

Stosowane średnice ekranu wynoszą od 7 do 18 cm. Średnica plamki zawarta jest w granicach 0,1 do 0,5 mm.

Czułość najczęściej stosowanych lamp oscyloskopowych zawarta jest w granicach 0,1÷0,5 mm/V (2÷10 V/mm), przy czym czułość odchylenia poziomego różni się nieco od czułości odchylenia pionowego, gdyż układy płytek odchylających znajdują się w różnej odległości od ekranu. Ze względu na małą czułość powstaje konieczność stosowania wzmacniaczy w układach odchylenia poziomego i pionowego.

30.2. UKŁAD PRACY

Rys. 30-1 przedstawia schemat zasilania lampy oscyloskopowej. Katoda lampy jest zazwyczaj pośrednio żarzona niskim napięciem zmiennym, jak zwykłe lampy elektronowe. Wysokie napię-



Rys. 30-1. Zasilanie lampy oscyloskopowej

cie prądu stałego, otrzymane z prostownika, poprzez odpowiednio dobrany potencjometr (R_1÷R_7) dzieli się i doprowadza do elektrod lampy. Ze względu na bezpieczeństwo pracy operatora, który ma styczność z ekranem i układami odchylającymi, będącymi pod

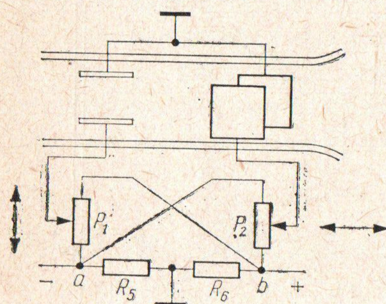
wysokim dodatnim napięciem względem katody, układ zasilający uziemia się od strony bieguna dodatniego.

Dla typowych lamp oscyloskopowych bez trzeciej anody i z nią (linie przerywane na rys. 30-1) potencjały elektrod mają zwykle wartości zestawione w tabl. 30-1.

Tablica 30-1. Napięcia na elektrodach lampy oscyloskopowej

Nazwa elektrody	Potencjał względem katody, V		Potencjał względem ziemi, V	
	bez 3 anody	z 3 anodą	bez 3 anody	z 3 anodą
Włókno żarzenia	0	0	−800	−1500
Katoda	0	0	−800	−1500
Elektroda sterująca	−10 do +10	−10 do +10	−790 do −810	−1490 −1510
Pierwsza anoda	+200	− 600	+375	−1125
Druga anoda	+800	+1500	0	0
Pokrycie akwadagiem	+800	+1500	0	0
Trzecia anoda	—	+3000	−	+1500

Do elektrody sterującej doprowadza się napięcie regulowane z potencjometru R_1 stanowiące 1—3% wartości bezwzględnej napięcia drugiej anody. Regulacja tego napięcia pozwala zmieniać gęstość prądu elektronowego lampy, a więc regulować jasność obrazu aż do zupełnego zgaszenia plamki.



Rys. 30-2. Niesymetryczne zasilanie płytek odchylających

Napięcie pierwszej anody stanowi zwykle 15÷30% napięcia drugiej anody. We wszystkich oscyloskopach napięcie to jest regulowane potencjometrem (R_3 na rys. 30-1), co pozwala dokładnie zogniskować strumień elektronów i uzyskać ostrą, małą plamkę świetlną.

Jeżeli lampa ma dodatkową trzecią anodę przyspieszającą, tworzy ona z warstwą akwadagu (drugą anodą) soczewkę, która przyspiesza elektrony, stosunkowo nieznacznie zmniejszając czułość lampy. Lampa z trzecią anodą lepiej nadaje się do obserwacji szybszych przebiegów, niż lampa bez tej elektrody.

Średni potencjał płytek odchylenia pionowego i poziomego musi się równać potencjałowi drugiej anody, aby promień elektronowy, przebiegający między płytkami, nie ulegał rozogniskowaniu. Stały potencjał tych płytek jest zawsze regulowany, co pozwala przesuwać plamkę w dowolne położenie na ekranie.

W prostszych, tanich oscyloskopach jedna płytka z każdej pary układu odchylającego jest uziemiona, tj. ma potencjał drugiej anody (rys. 30-2).

30.3. PODSTAWA CZASU

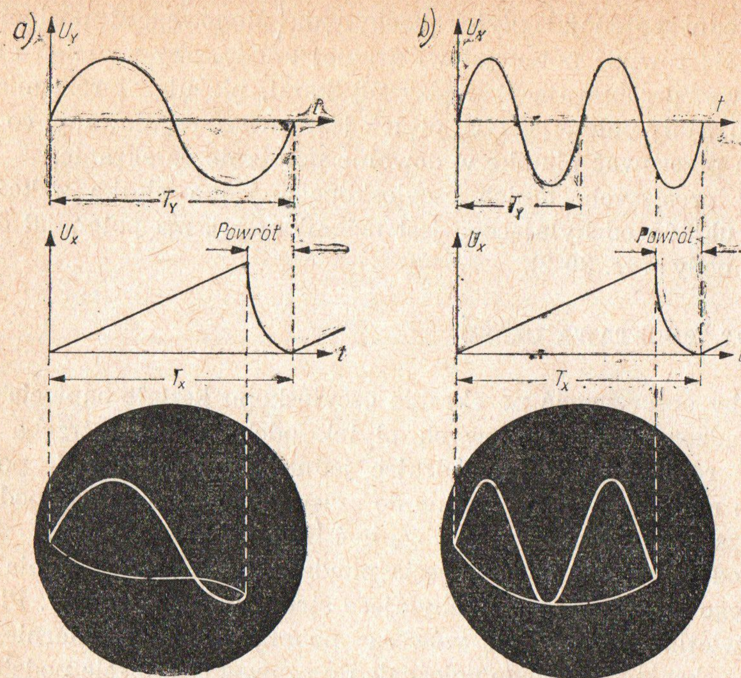
Aby obserwować na ekranie oscyloskopu kształt napięcia doprowadzonego do pionowych płytek odchylających, trzeba ten obraz rozciągnąć, doprowadzając jednocześnie do płytek poziomych napięcie proporcjonalne do czasu, zwane napięciem podstawy czasu. Podstawy czasu mogą być liniowe, kołowe i inne.

Pod wpływem tego napięcia między płytkami odchylania poziomego powstaje pole, odchylające strumień elektronowy. Plamka świetlna porusza się wówczas po ekranie równomiernie, od swego skrajnego lewego położenia do prawego. Napięcie podstawy czasu musi rosnąć do swej maksymalnej wartości, odpowiadającej prawemu skrajnemu położeniu plamki na ekranie. Następnie napięcie spada do zera, a więc plamka wraca do skrajnego lewego położenia i rozpoczyna się nowy cykl pracy, tj. ponowne narastanie napięcia i ruch plamki w prawo.

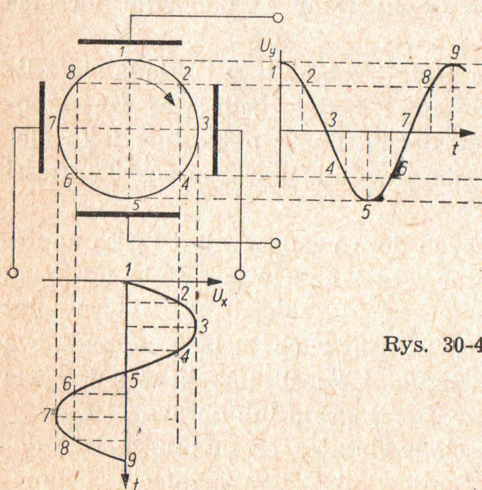
Przebieg napięcia ma więc kształt zębów piły i składa się z liniowo narastającej części roboczej i szybko padającej części powrotnej, której kształt jest nieistotny. Część powrotna, jako niewykorzystana do obserwacji, nie powinna przekraczać 10% części roboczej.

Jeżeli do płytek odchylających doprowadzone jest tylko napięcie podstawy czasu, obserwator widzi na ekranie linię poziomą. Jeśli natomiast do płytek pionowych doprowadzone jest również badane napięcie, to plamka wykonuje ruch będący wypadkową odchylania pionowego i poziomego i kreśli na ekranie krzywą przebiegu w funkcji czasu, tzw. oscylogram lub obraz.

Częstotliwość i faza napięcia podstawy czasu muszą być dokładnie zsynchronizowane z tymi wielkościami napięcia badane-



Rys. 30-3. Oscylogramy przy stosunku okresu napięcia podstawy czasu do okresu napięcia badanego



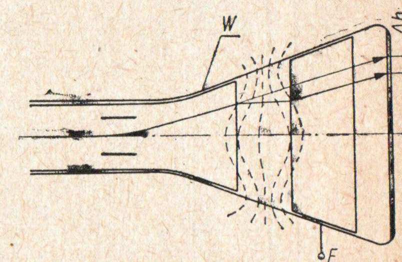
Rys. 30-4. Powstawanie kołowej podstawy czasu

go, w przeciwnym bowiem razie nie można uzyskać stojącego obrazu na ekranie. Na okres tego napięcia powinna przypadać całkowita liczba okresów napięcia badanego (rys. 30-3).

Na rys. 30-4 przedstawiono oscylogram kołowej podstawy czasu. Z konstrukcji widać sposób, w jaki powstaje takie koło. Do płytek odchylenia pionowego i poziomego trzeba doprowadzić napięcia sinusoidalne o tej samej częstotliwości i amplitudzie, lecz przesunięte względem siebie o 90°.

30.4. INNE KONSTRUKCJE LAMP OSCYLOSKOPOWYCH

Dużą wartość napięcia przyspieszającego przy prawie nie zmniejszonej czułości można otrzymać, stosując dodatkowe przyspieszenie elektronów po przejściu wiązki przez układ odchylający. W tym celu pomiędzy układem odchylającym i ekranem umieszcza się dodatkową elektrodę wykonaną w postaci pierścieniowej warstwy grafitowej i udziela jej napięcia kilkakrotnie większego (zazwyczaj 2÷3 — czasem nawet 5-krotnie większego) od napięcia anody.

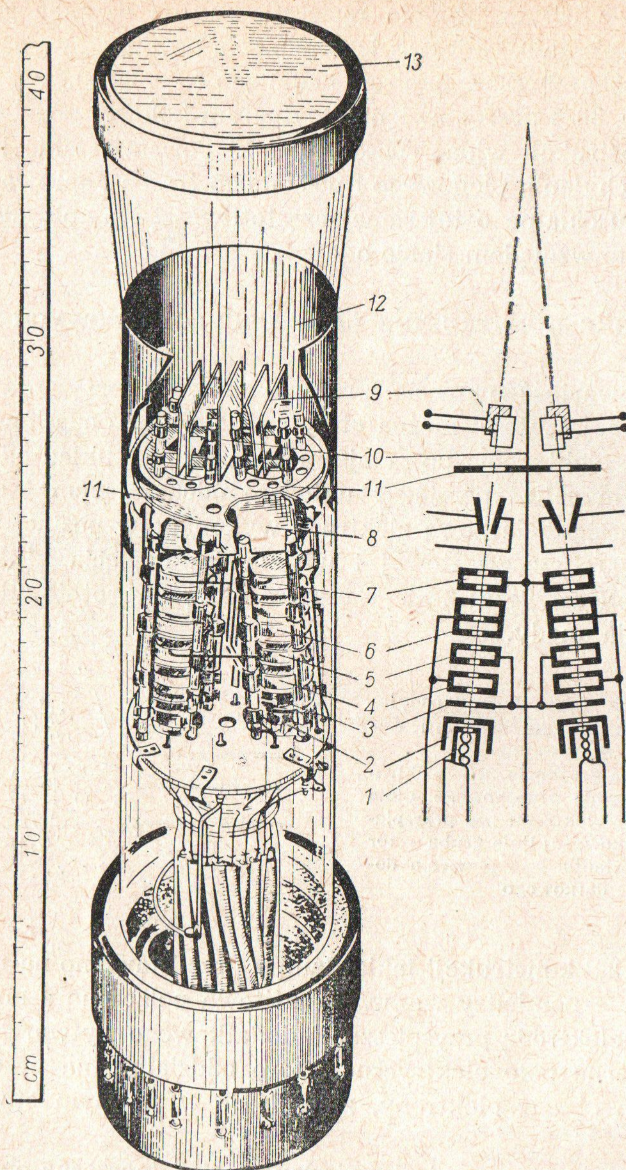


Rys. 30-5. Schemat lampy oscyloskopowej z przyspieszaniem dodatkowym

W — warstwa grafitowa, E — elektroda przyspieszania dodatkowego. Linia cienka — tor elektronu bez przyspieszenia dodatkowego; linia gruba — tor przy zastosowaniu przyspieszenia dodatkowego

Przykład konstrukcji takiej lampy przedstawiono na rys. 30-5. W obszarze pomiędzy warstwą grafitową połączoną z anodą wyrzutni, a elektrodą przyspieszania dodatkowego wytwarza się nierównomierne pole elektryczne, które oddziałuje na przelatujące przez ten obszar elektrony, zmieniając w pewnym stopniu ich tory.

W wielu zastosowaniach pożądana jest jednoczesna obserwacja dwóch, kilku, a niekiedy nawet kilkunastu przebiegów elektrycznych. Do tego celu przystosowane są lampy wielowiązkowe (rysunek 30-6) mające kilka wyrzutni elektronowych i takąż liczbę



Rys. 30-6. Lampa oscyloskopowa dwustrumieniowa z układem elektrod:
1 — katoda z grzejnikiem, *2* — elektrody sterujące, *3* — przesłona ekranująca, *4, 5, 6, 7* — anody układu ogniskującego, *8, 9* — płytki odchylające, *10, 11* — przegrody ekranujące płytki odchylające, *12* — nalot grafitowy, *13* — ekran

niezależnych układów odchylających. Wszystkie wiązki elektronowe skierowane są na wspólny ekran, na którym w niezależny sposób wytwarzają odpowiedni zapis.

31. LAMPY OBRAZOWE

31.1. UWAGI OGÓLNE

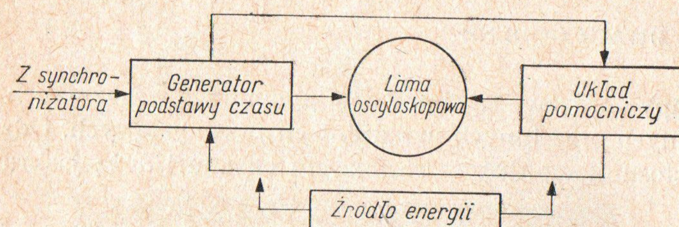
Lampy obrazowe są stosowane głównie we wskaźnikach radiolokacyjnych oraz innych urządzeniach przemysłowych. Odznaczają się stosunkowo dużym rozmiarem ekranu i dużą jaskrawością



Rys. 31-1. Urządzenie radarowe

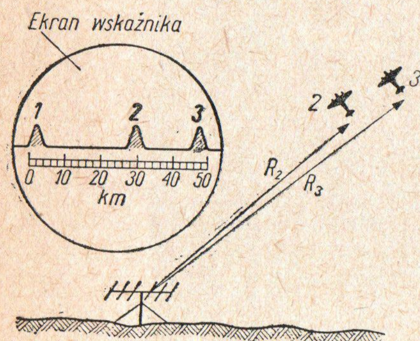
obrazu, a zatem dużą wartością napięcia przyspieszającego. Z tych względów w lampach obrazowych stosowane jest z reguły odchylanie magnetyczne (rys. 31-1).

Lampy obrazowe radiolokacyjne (tzw. lampy radaroskopowe lub wskaźniki elektronowe) mają ekrany okrągłe dostosowane do zobrazowania badanego terenu we współrzędnych biegunowych. Średnice tych ekranów zawierają się w granicach od 30 do 50 cm.



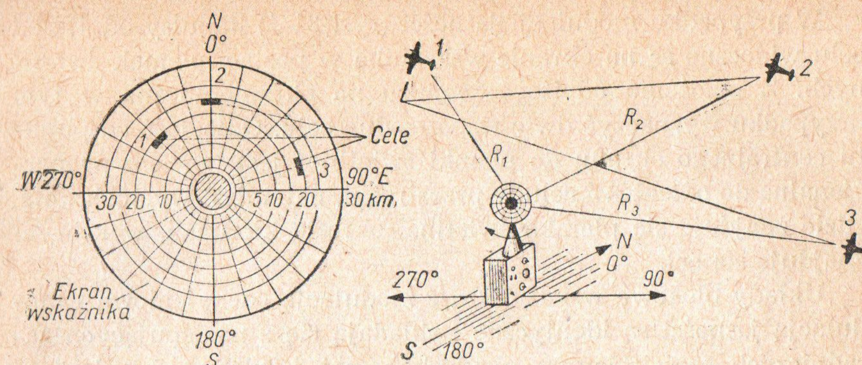
Rys. 31-2. Układ blokowy wskaźnika radiolokacyjnego

Zobrazowanie sygnału echa na ekranie wskaźnika elektronowego zależy od sposobu modulacji strumienia elektronów. W związku z tym rozróżnia się obecnie dwa zasadnicze rodzaje wskaźników: z modulacją odchyleniową i z modulacją jasności. Układ blokowy urządzenia przedstawia rys. 31-2.

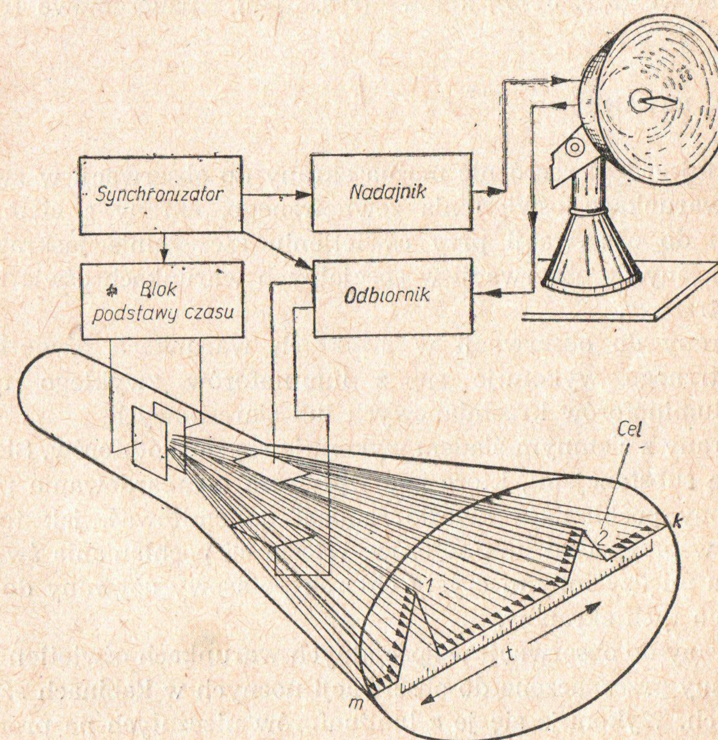


Rys. 31-3. Zasada działania wskaźnika z modulacją odchyleniową

W przypadku modulacji odchyleniowej (rys. 31-3) na ekranie wskaźnika odtwarza się impuls sondujący (impuls *1*) oraz widoczne są odebrane impulsy odbite (impulsy *2* i *3*). Impulsy odbite są przesunięte względem impulsu sondującego na odległość proporcjonalną do odległości celu do stacji radiolokacyjnej. Na osi poziomej ekranu nanosi się skalę, za pomocą której operator wyznacza odległość do wykrytych celów. W przykładzie na rys. 31-3 cel oznaczony cyfrą *2* znajduje się w odległości 30 km, a cel oznaczony cyfrą *3* — w odległości 50 km.



Rys. 31-4. Zasada działania wskaźnika z modulacją jasności



Rys. 31-5. Schemat blokowy wskaźnika o liniowej podstawie czasu

W przypadku modulacji jasności (rys. 31-4) impulsy odbite od celu widoczne są na ekranie wskaźnika w postaci plamek świetlnych. Z położenia odbitego impulsu na ekranie można w tym przypadku wyznaczyć dwie współrzędne celu. Odległość od punktu centralnego ekranu do plamki świetlnej jest bowiem proporcjonalna do odległości celu w przestrzeni, natomiast wycinek koła, gdzie znajduje się plamka świetlna, określa kierunek, w którym znajduje się cel.

Układy blokowe wskaźników z modulacją odchyleniową i modulacją jasności są identyczne i składają się z następujących zasadniczych części: lampy oscyloskopowej o odchylaniu elektrostatycznym lub magnetycznym, generatora podstawy czasu, układu pomocniczego i źródła energii (rys. 31-2).

Generatory podstawy czasu stosowane w tych lampach mogą być liniowe (rys. 31-5), kołowe (rys. 31-6) i panoramowe (rysunek 31-7).

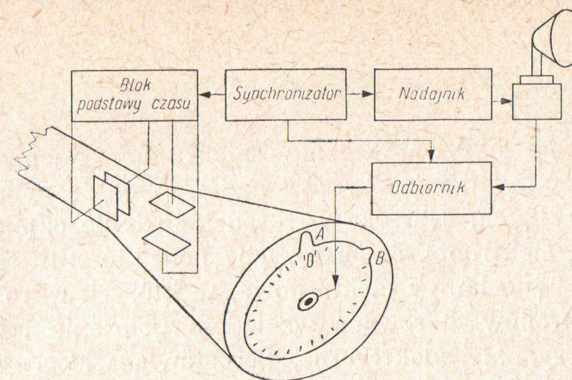
31.3. EKRANY

W tej grupie rozróżnić można ekrany do obserwacji w zwykłych warunkach oświetlenia zewnętrznego, ekrany z ciemnym śladem do obserwacji przy oświetleniu szczególnie jaskrawym oraz ekrany do obserwacji w specjalnych warunkach oświetlenia zewnętrznego.

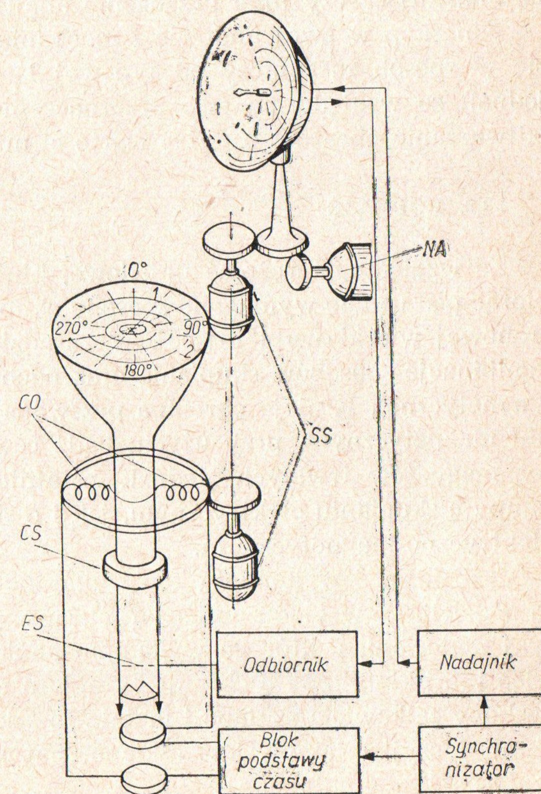
Ekrany do obserwacji w zwykłych warunkach oświetlenia zewnętrznego wykonuje się z luminoforów zwykłego typu, np. z luminoforów krzemianowych lub siarczkowych.

Ekrany z ciemnym śladem wykonuje się ze skotoforów. Skotofory są substancjami, które pod wpływem bombardowania przez elektrony pochłaniają światło zamiast go emitować, jak to się dzieje w przypadku luminoforów. Własności pochłaniania światła posiada między innymi czysty chlorek potasowy używany do nakładania tych ekranów.

Ekrany do obserwacji w specjalnych warunkach oświetlenia są to ekrany przeznaczone do obserwacji nocnych w kabinach samolotowych. Wykonuje się je z luminoforów nieczułych na promieniowanie nadfioletowe, np. z ortokrzemianu cynkowego aktywowanego manganem (wilemitu).



Rys. 31-6. Układ blokowy wskaźnika o kołowej podstawie czasu



Rys. 31-7. Układ blokowy wskaźnika o promieniowo-kołowej podstawie czasu (wskaźnik panoramowy): *CO* — cewki odchylające, *CS* — cewka skupiająca, *ES* — elektroda sterująca, *NA* — napęd anteny, *SS* — sprzężenie synchroniczne za pomocą łącza selsynowego

32. KINESKOPY

32.1. UWAGI OGÓLNE

Kineskopem nazywamy lampę elektronopromieniową przeznaczoną do odtwarzania obrazów nadawanych za pomocą urządzeń telewizyjnych. Jest ona w zasadzie jedynie odmianą typowych lamp elektronopromieniowych, pod którymi rozumiemy w ogólności takie lampy elektronowe, w których ostro skupiona wiązka elektronów sterowana względem położenia i intensywności przez sygnały elektryczne, pozostawia widoczny ślad na świetlącym ekranie lampy.

Kineskop stanowi końcowy element toru wizyjnego, realizujący syntezę obrazu, którego analiza została wykonana przez lampę analizującą czy inne urządzenie analizujące.

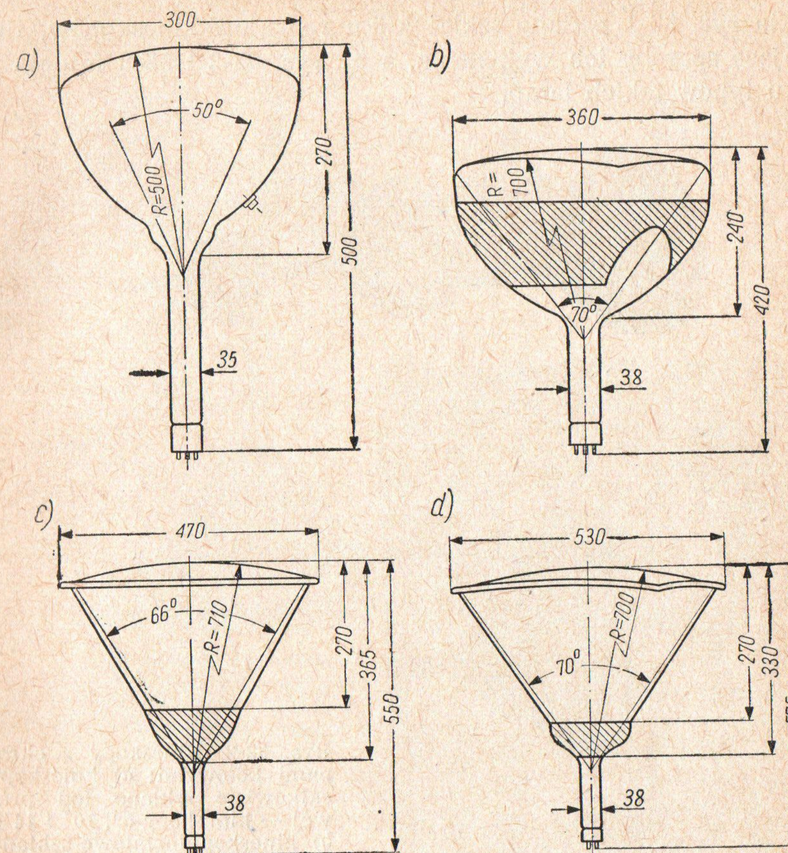
Kineskop w swej budowie i mechanizmie działania nie różni się w sposób zasadniczy od typowej lampy oscyloskopowej, to jednak ze względu na swe przeznaczenie powinien umożliwiać odtwarzanie obrazów o dużej wartości artystycznej.

32.2. RODZAJE

Ze względu na różnice układowe, kineskopy można podzielić biorąc pod uwagę wymagane sposoby skupiania i odchylania elektronowej wiązki wybierającej. W zasadzie są tu możliwe różne kombinacje sposobów skupiania oraz odchylania (elektryczne czy magnetyczne). Istnieje ogromna przewaga typów lamp o skupianiu magnetycznym, przy użyciu bądź cewek skupiających, bądź też magnesów trwałych. Jednak ostatnio stosuje się również lampy o skupianiu elektrycznym, jak i o skupianiu mieszanym — elektryczno-magnetycznym.

Jeśli idzie o wykonanie konstrukcyjne kineskopów, to można je podzielić ze względu na kształt ekranu, jak i ze względu na rodzaj materiału, z którego wykonano bańkę lampy. Rozróżniamy więc tutaj kineskopy o ekranie okrągłym i prostokątnym oraz kineskopy całkowicie szklane i metalowo-szklane. W tych ostatnich ekran i szyjka lampy jest szklana, natomiast rozszerzająca się część bańki — metalowa.

Duże trudności technologiczne napotykane przy wykonywaniu lamp całkowicie szklanych o płaskim i dużym ekranie, jak również względy bezpieczeństwa użytkownika lampy (możliwość im-

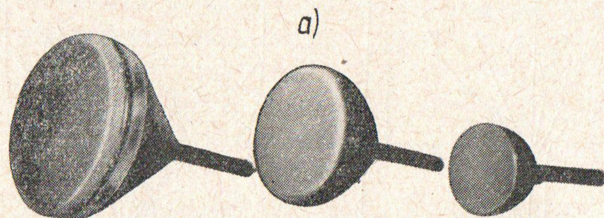


Rys. 32-1. Kilka rodzajów kineskopów: a) kineskop szklany z ekranem okrągłym o średnicy 30 cm, b) kineskop szklany z ekranem prostokątnym o rozmiarach 29×22 cm, c) kineskop metalowo-szklany z ekranem okrągłym o średnicy 44 cm, d) kineskop metalowo-szklany z ekranem prostokątnym o rozmiarach 46×35 cm

plozji lampy wskutek naprężeń w szkle) powodują, że produkuje się często kineskopy metalowo-szklane. Produkuje się również kineskopy całkowicie szklane z ekranami o największych spotykanych obecnie rozmiarach.

Lampy nowszych typów mają już przeważnie ekrany prostokątne, gdyż gabaryt lampy jest wówczas mniejszy, co pozwala na zbudowanie odbiornika o mniejszych rozmiarach i wskutek tego bardziej estetycznego i lżejszego.

Na rys. 32-1 podano szkice kilku rodzajów kineskopów, ilustrujące sposoby ich wykonania, a na rys. 32-2 i 32-3 fotografie kilku typów takich lamp.

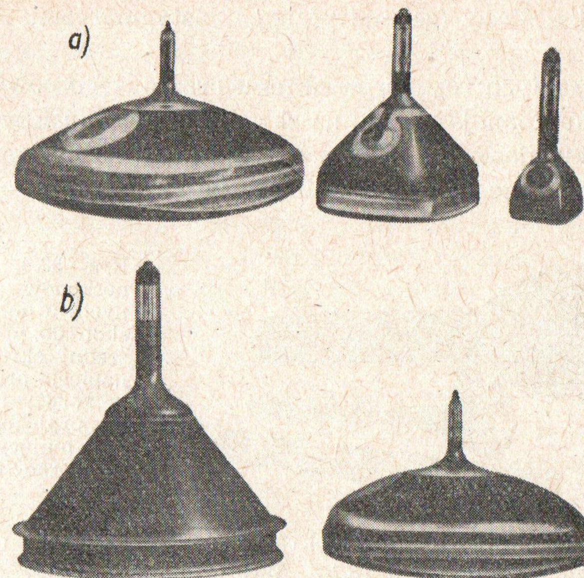




Rys. 32-2. Kineskopy z ekranami kołowymi: *a*) kineskopy całkowicie szklane (od prawej — kineskopy 5″, 10″ i 14″), *b*) kineskop metalowo-szklany o średnicy 21″ i kącie odchylania 70°

Ze względu na sposoby użytkowania lamp obrazowych możemy rozróżnić kineskopy przeznaczone do bezpośredniej obserwacji i kineskopy projekcyjne. W kineskopach przeznaczonych do bezpośredniej obserwacji widz ogląda obraz bezpośrednio na ekranie lampy, z reguły poprzez szybę ochronną ze szkła lub części z plastyku. Kineskopy tego typu są wyposażeniem typowych odbiorników domowych.

Kineskopy projekcyjne służą do projektowania na zewnętrzny ekran (za pomocą obiektywów optycznych) obrazów odtwarzanych na ekranie lamp. Do projekcji stosuje się tu przeważnie obiektywy lustrzane składające się z lustra sferycznego i odpowiedniej soczewki korekcyjnej.



Rys. 32-3. Kineskopy z ekranami prostokątnymi: *a*) kineskopy całkowicie szklane (od prawej — kineskop o przekątnej ekranu 6″ i kącie odchylania 50°, kineskop o przekątnej ekranu 14″ i kącie odchylania 70°, kineskop o przekątnej ekranu 21″ i kącie odchylania 110°), *b*) porównanie rozmiarów kineskopów 21″ o kątach odchylania 70° i 110°

Lampy tego typu dzielimy na dwie zasadnicze grupy:

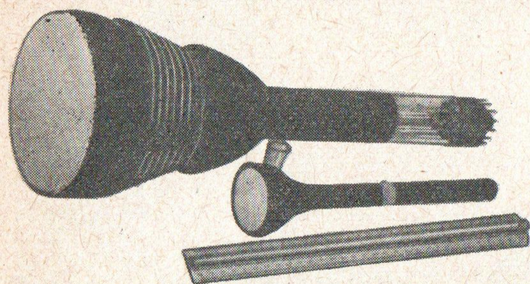
a) lampy przeznaczone do projekcji obrazów na ekran o średnich rozmiarach,

b) lampy przeznaczone do projekcji obrazów na ekran o dużych rozmiarach.

Pierwsze są przeznaczone do odbiorników używanych w klubach, świetlicach i innych miejscach zbiorowej obserwacji. Umożliwiają one odtwarzanie obrazów o rozmiarach dochodzących do 90×120 cm przy ekranie odbijającym, lub o rozmiarach rzędu 30×40 cm czy 40×60 cm przy ekranie prześwietlanym.

Drugi rodzaj lamp wykorzystuje się w urządzeniach tzw. telewizji teatralnej. Umożliwiają one otrzymywanie obrazów o formacie ekranów kinematograficznych, dochodzących do rozmiarów 4,5×6 m. Lampy projekcyjne mają małe rozmiary ekranów (6 do 18 cm średnicy) i stosunkowo małe kąty odchylania, w celu uniknięcia zniekształceń (geometrycznych, astygmatyzmu i dekoncentracji).

Wskutek małych rozmiarów ekranu oraz dużego powiększenia optycznego luminancja obrazu na ekranie lampy musi być bardzo duża (od kilkudziesięciu do kilkuset razy większa niż mają kineskopy przeznaczone do bezpośredniej obserwacji), aby obraz ob-



Rys. 32-4. Typy kineskopów projekcyjnych: u dołu — kineskop do projekcji na średni ekran mający napięcie pracy 25 kV; u góry — kineskop do projekcji teatralnej mający napięcie pracy 80 kV

serwowany do projekcji miał jaskrawość wystarczającą dla zadowolenia widza. Uzyskuje się to kosztem (znacznego) wzrostu mocy zasilającej lampę (znacznie wyższe napięcie zasilające i większe również natężenia prądów wiązek wybierających).

W związku z tym energia tracona w ekranie lampy w czasie jego bombardowania znacznie wzrasta i ekran silnie się nagrzewa. Zachodzi więc potrzeba chłodzenia ekranu, szczególnie u lamp przeznaczonych dla telewizji teatralnej. Nowoczesne lampy tego typu mają forsowne chłodzenie powietrzne, aczkolwiek były również lampy tego typu chłodzone wodą.

Na rys. 32-4 przedstawiono fotografie typowych lamp projekcyjnych.

32.3. WADY

Głównymi czynnikami obniżającymi jakość odtwarzanego obrazu będą w tym przypadku:

a) występowanie plamy jonowej,

b) występowanie aureoli wokół plamki wybierającej,

c) rozjaśnianie ekranu, wywołane odbiciami światła od bańki lampy,

d) rozjaśnianie ekranu, wywołane jego krzywizną,

e) dekontrastowanie obrazu przez światło otaczające odbiornik.

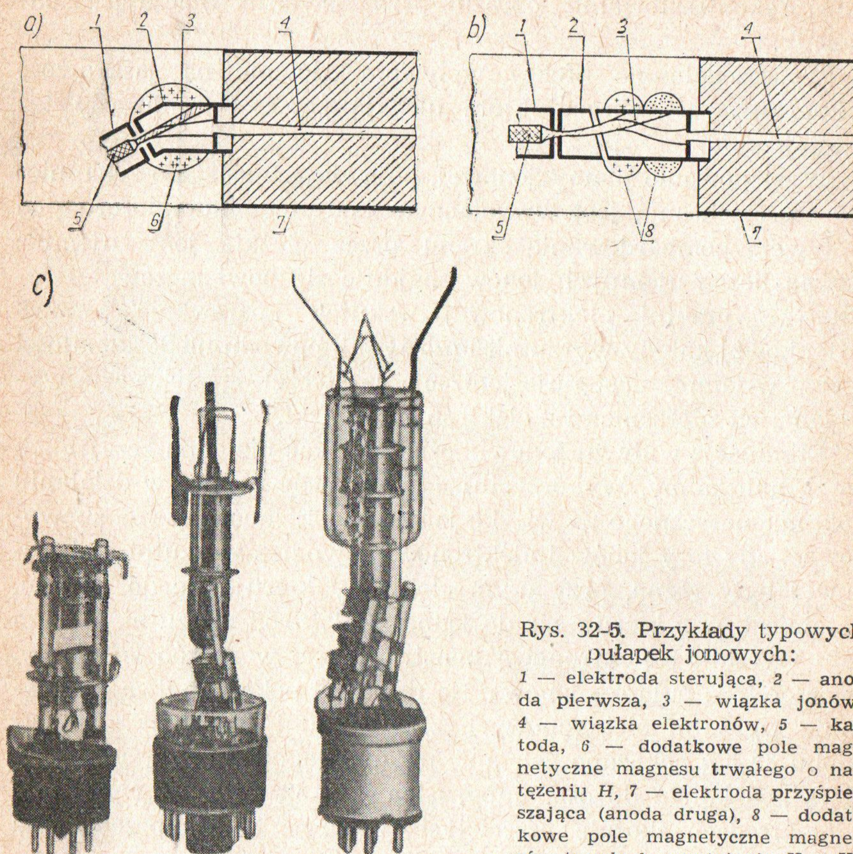
Wyszczególnione efekty wpływają głównie na jaskrawość i kontrastowość obrazu, które ulegają zniekształceniu czy też zmniejszeniu.

Występowanie plamy jonowej, objawiające się jako zciemnienie części ekranu, jest wywołane uszkodzeniem luminoforu pod wpływem bombardowania ekranu przez ciężkie jony ujemne. Pewna liczba ujemnych jonów znajduje się bowiem zawsze wewnątrz wyrzutni elektronowej wskutek „parowania jonów" z tlenkowej katody wyrzutni. Poza tym z powodu niedoskonałości próżni w lampie następuje jonizacja cząsteczek resztek gazu, wywołana ich zderzeniami z elektronami wiązki.

Eliminację wpływu jonów można uzyskać nie dopuszczając ich do ekranu lampy. Wykorzystując mianowicie różnice w działaniu pola magnetycznego na wiązkę jonów i elektronów można spowodować, aby tory jonów i elektronów wewnątrz wyrzutni elektronowej były różne, przy czym elektrony kieruje się do ekranu, natomiast jony kieruje się do jednej z elektrod wyrzutni. W tym celu wyrzutnię elektronową konstruuje się w sposób specjalny, tworząc tzw. pułapkę jonową. Na rys. 32-5 pokazano dwa rozwiązania wyrzutni elektronowych z pułapkami jonowymi. Na rysunku 32-5 *a* pokazano działanie pułapki jonowej z wyrzutnią zagiętą pod kątem do osi lampy, a na rys. 32-5 *b* — z wyrzutnią o elektrodach skośnie przeciętych, zaś rys. 32-5 c przedstawia konstrukcję tych elektrod.

W pobliżu miejsca zagięcia wyrzutni, na zewnątrz szyjki lampy, umieszcza się mały magnes trwały (lub elektromagnes) wytwarzający dodatkowe magnetyczne pole odchylające. Dobierając położenie magnesu (przy określonym natężeniu wytworzonego pola magnetycznego, zresztą bardzo niewielkim) możemy spowodować, że wiązka elektronów zostanie odchylona od kierunku zagiętej części wyrzutni i skierowana w otwór diafragmy, a następnie do ekranu lampy.

Wpływ pola magnesu na wiązkę jonów jest natomiast praktycznie do pominięcia i jony poruszające się po linii prostej podążają do elektrody wyrzutni (pierwszej anody) i poprzez źródło zasilania ładunki ich spływają do masy układu.

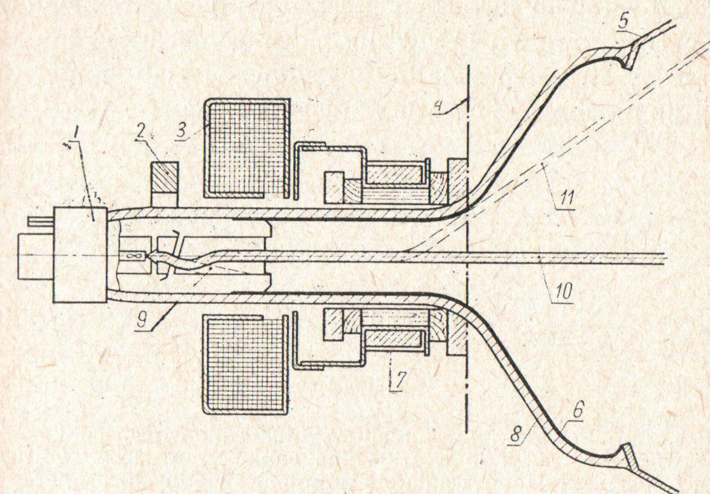


Rys. 32-5. Przykłady typowych pułapek jonowych:
1 — elektroda sterująca, *2* — anoda pierwsza, *3* — wiązka jonów, *4* — wiązka elektronów, *5* — katoda, *6* — dodatkowe pole magnetyczne magnesu trwałego o natężeniu H, *7* — elektroda przyśpieszająca (anoda druga), *8* — dodatkowe pole magnetyczne magnesów trwałych o natężeniu H_1 i H_2

Przy drugim rozwiązaniu pułapki jonowej (rys. 32-5 *b*) jony ujemne nie mogą podążać do ekranu lampy, gdyż razem z elektronami zostają odchylone przez poprzecznie skierowane pole elektryczne, występujące wskutek skośnego przecięcia cylindra pierwszej anody wyrzutni. Wiązka jonów pada więc na wewnętrzną powierzchnię pierwszej anody wyrzutni. Aby jednak wiązkę elektronów skierować w otwór diafragmy zamykającej tę anodę,

na szyjce lampy umieszcza się dwa magnesy trwałe (lub elektromagnesy), wytwarzające dwa przeciwnie skierowane pola magnetyczne, które odpowiednio odchylają elektrony. Również i w tym przypadku położenie magnesów musi być dobrane eksperymentalnie.

Na rys. 32-6 pokazano rozmieszczenie cewek odchylających, cewki skupiającej i magnesu pułapki jonowej.



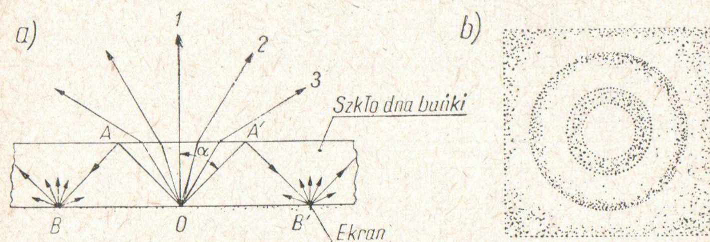
Rys. 32-6. Rozmieszczenie elementów odchylania, skupiania oraz pułapki jonowej na szyjce metalowo-szklanej lampy obrazowej:
1 — cokół, *2* — magnes pułapki jonowej, *3* — cewka skupiająca, *4* — linia główna, *5* — stożek metalowy, *6* — metalizacja, *7* — zespół cewek odchylających, *8* — bańka szklana, *9* — wiązka jonów, *10* — wiązka elektronów, *11* — wiązka elektronów po odchyleniu

Drugi czynnik, a mianowicie występowanie aureoli wokół plamki wybierającej (promienie *1, 2, 3*, na rys. 32-7 *a*) eliminuje się przez nadanie bańce odpowiedniego kształtu oraz pokrycie wnętrza bańki materiałem silnie pochłaniającym światło, np. grafitem.

Krzywizna ekranu może być również przyczyną zmniejszenia kontrastowości obrazu. W lampach z ekranami o dużych rozmiarach ekran ze względów technologicznych nie może być zbyt płaski. Wskutek tego świecąca plamka może bezpośrednio rozświetlać ekran promieniami wysyłanymi w jego kierunku.

W oparciu o przeprowadzone rozważania można stwierdzić, że główną przyczyną większości niekorzystnych zjawisk występujących w kineskopach jest promieniowanie plamki świetlnej we wszystkich kierunkach, zamiast wyłącznie w kierunku widza.

Środkiem zaradczym jest umieszczenie lustra optycznego od wewnętrznej strony ekranu, które odbijałoby w kierunku widza wszystkie promienie wysyłane przez plamkę. W ten sposób można uniknąć zarówno dekontrastującego wpływu promieniowania odbitego, jak i wpływu krzywizny ekranu, a jednocześnie odzyskać stracony strumień świetlny wysyłany w głąb lampy. Luminancja i kontrastowość obrazu wzrosłyby znacznie.



Rys. 32-7. Powstawanie aureoli wskutek całkowitego odbicia wewnętrznego światła w szkle dna bańki lampy obrazowej: a) mechanizm załamywania się promieni świetlnych, b) pierścienie świecące powstające wokół plamki na ekranie kineskopu

Lustro tego typu można uzyskać rozpylając cienką warstwę metalu (z reguły aluminium) na wewnętrznej stronie luminoforu (od strony wyrzutni). Grubość warstwy metalu musi być na tyle mała, aby stał się on „przezroczysty" dla wiązki elektronów, które muszą przeniknąć przez niebo w celu pobudzenia luminoforu do świecenia. Przy przenikaniu warstwy metalu elektrony wiązki tracą część energii, można to jednak łatwo skompensować podwyższając odpowiednio napięcie przyspieszające. Dlatego też kineskopy z ekranami metalizowanymi pracują, z reguły, przy wyższych napięciach przyspieszających.

Z drugiej strony warstwa metalu powinna być wystarczająco gruba, aby uzyskać dostateczny współczynnik odbicia światła.

Wprowadzenie metalizacji ekranu zapobiega również powstawaniu plamy jonowej, bez konieczności stosowania pułapek jonowych. Dobierając odpowiednią grubość warstwy można uzyskać przenikalność jej dla elektronów, a nieprzenikalność dla jonów, których rozmiary są znacznie większe. Wówczas wiązka jonów zatrzymuje się na metalizacji i ładunki spływają do wewnętrznej metalizacji bańki lampy, z którą połączona jest metalizacja ekranu. Uniknięcie bombardowania ekranu przez ujemne jony przedłuża jednocześnie trwałość lampy.

Stosowanie metalizacji ekranu pozwala więc uzyskać obrazy o większej jaskrawości, większej kontrastowości oraz zapobiega występowaniu plamy jonowej.

Nowoczesne lampy obrazowe mają już przeważnie ekrany metalizowane, co pozwala na obserwację obrazu nawet przy świetle dziennym.

Ostatnim z rozpatrywanych czynników ujemnie wpływających na jakość obrazu jest dekontrastujący wpływ otaczającego oświetlenia.

Wpływ oświetlenia zewnętrznego daje się zmniejszyć przez umieszczenie przed ekranem kineskopu filtru optycznego neutralnego lub szarego, który charakteryzuje się tym, że w jednakowym stopniu tłumi światło o różnych długościach fali.

32.4. RODZAJE

W tablicy 32-1, w celu porównania, zostały zestawione dane charakterystyczne kilkunastu typowych kineskopów, pozwalające zorientować się w rzędach wielkości parametrów lamp.

Tendencja do powiększania rozmiarów ekranów przy skracaniu całkowitej długości lampy prowadzi oczywiście do konieczności powiększania kąta odchylania, bowiem przy dostatecznie dużym kącie odchylania lampa może być krótka i wskutek tego skrzynka odbiornika płytka, co pozwala na estetyczne jej rozwiązanie. Tendencja ta doprowadziła do produkcji lamp o kącie odchylania rzędu 110° i całkowitej długości lampy mniejszej często niż przekątna ekranu. Wpływ kąta odchylania na długość lampy ilustruje rys. 32-8, na którym pokazano długości kineskopów o różnych kątach odchylania i przekątnej ekranu 17 cali. Na rysunku pokazano dwa typy kineskopów o kącie odchylania 110°. Skrócenie długości uzyskano w tym przypadku przez przekon-

Tablica 32-1. Porównawcze zestawienie parametrów lamp kineskopowych

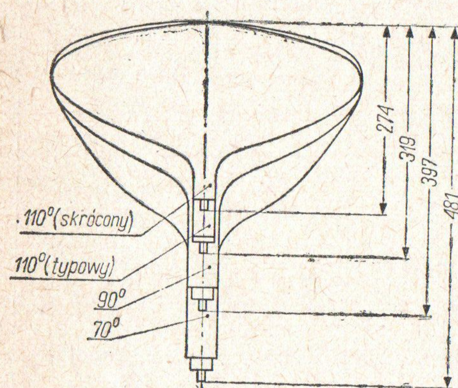
Typ	Ekran		Rodzaj skupiania	Odchylanie		Żarzenie		Napięcia anodowe			Napięcie elektrody sterującej	Pojemność elektrody sterującej	Uwagi
	Średnica lub przekątna mm	Kształt		Rodzaj	Kąt	Napięcie V	Prąd A	Pierwszej anody V	Drugiej anody V	Końcowej anody przyspiesz. kV	V	pF	
31ЛК2Б	300	okrągły	magnet.	mag.	—	6,3	0,6	—	—	10	—30/—80	—	szklana
40ЛК1Б	406	okrągły	magnet.	mag.	—	6,3	0,55	—	—	12	—40/—100	—	metalowo-szklana z pułapką jonową
35 MK1	445	prostokątny	magnet.	mag.	70°	12,6	0,3	250/500	—	12	—30/—90	7	szklana z pułapką jonową (produkcji krajowej)
MW 45-64	390	prostokątny	magnet.	mag.	70°	6,3	0,3	0÷250	300	14	—40/—80	7	szklana z pułapką jonową i filtrem neutralnym
MW 53-80	511	prostokątny	magnet.	mag.	90°	6,3	0,3	0÷300	300	16	—40/—80	7	szklana z pułapką jonową i filtrem neutralnym
MW 6-2	60	okrągły	magnet.	mag.	35°	6,3	0,3	—	—	25	—40/—90	6,3	projekcyjna z ekranem metalizowanym
12 AP 4	300	okrągły	elektrostat.	mag.	—	2,5	2,1	250	2000	7	—40	9	szklana
14 EP 4	360	prostokątny	magnet.	mag.	65°	6,3	0,6	300	—	12	—33/—77	7	szklana z pułapką jonową
17 GP 7	430	prostokątny	magnet.	mag.	66°	6,3	0,6	300	—	14	—33/—77	6	metalowo-szklana z pułapką jonową
19 AP 4-B	450	okrągły	magnet.	mag.	66°	6,3	0,3	300	—	14	—33/—77	7	metalowo-szklana z pułapką jonową i filtrem neutralnym
21 AP 4	530	prostokątny	magnet.	mag.	66°	6,3	0,3	300	—	16	—33/—77	6	metalowo-szklana z pułapką jonową i filtrem neutralnym
7 NP 4	180	okrągły	elektrostat.	mag.	35°	6,3	0,62	400/600	16000÷18000	75	—155	12	projekcyjna z chłodzeniem powietrznym

struowanie wyrzutni elektronowej oraz zmianę cokołu lampy (z nóżkowego na szpilkowy).

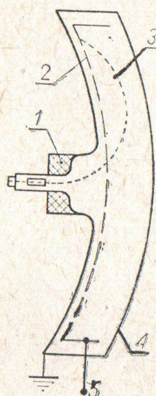
Dalsze powiększanie kąta odchylania doprowadziło do kąta odchylania 122°, zmniejszając w obszarze odchylania średnicę szyjki.

Takie rozwiązanie umożliwi skrócenie lampy do 225 mm.

Dalszym krokiem w kierunku uzyskania płaskiej lampy obrazowej o dużych rozmiarach ekranu jest rozwiązanie pokazane na rys. 32-9. Kineskop nazwany kineskopem z wiązką odbitą, umożliwia uzyskanie skutecznego kąta odchylania równego 180°.



Rys. 32-8. Wpływ kąta odchylania na długość kineskopu (dla kineskopów 17-calowych)



Rys. 32-9. Zasada działania kineskopu typu odbiciowego: 1 — cewki odchylające o kącie odchylania 90°, 2 — ekran perforowany, 3 — wiązka elektronów, 4 — przezroczysta warstwa przewodząca, 5 — doprowadzenie wysokiego napięcia

W krótkiej szyjce kineskopu umieszczono typową wyrzutnię elektronów, a zespół cewek odchylających jest nałożony w sposób typowy na szyjkę lampy i częściowo na bańkę. Jako cewek odchylających używa się typowych cewek stosowanych w kineskopach o kącie odchylania 90°.

Do wad tego typu kineskopu należy zaliczyć: mniejszą luminancję ekranu z powodu nie wykorzystywania całej wiązki elektronów (część elektronów osiada na płycie perforowanej), nieco

mniejszą zdolność rozdzielczą i nieco mniejszy kontrast dużych powierzchni. Przy naniesieniu luminoforu na brzegi otworów może również powstawać rozjaśnienie brzegów wskutek pobudzania luminoforu przez wiązkę przenikających elektronów.

33. KINESKOPY DO TELEWIZJI KOLOROWEJ

33.1. UKŁADY TELEWIZJI

Istnieje już wiele sposobów nadawania telewizji barwnej, przy czym obecnie prowadzi się w tej dziedzinie energiczne badania.

Wszystkie sposoby zastosowania telewizji barwnej opierają się na jednej zasadzie, że każdą żądaną barwę można otrzymać z odpowiedniej mieszaniny trzech barw zasadniczych: czerwonej, zielonej i niebieskiej. Upraszczając w ten sposób zagadnienie otrzymuje się telewizję barwną przez oddzielne analizowanie i nadawanie czerwonych, zielonych i niebieskich elementów wysyłanego obrazu. W odbiorniku odtwarza się te trzy jednobarwne obrazy i miesza je w taki sposób, że obserwator odbiera wrażenie obrazu barwnego.

Istnieją i stosowane są dwie zasadnicze metody pozwalające wykonać wszystkie czynności związane z telewizją barwną: metoda kolejna i jednoczesna. W metodzie kolejnej nadaje się poszczególne barwy jedną za drugą. Przy wybieraniu przeplatanym otrzymuje się wówczas sześć pól na jeden obraz zamiast dwóch, jak przy telewizji czarnobiałej. Chociaż można zastosować wiele sposobów realizacji metody kolejnej, najczęściej stosowany system przypomina telewizję czarnobiałą z dodaniem obracanej silnikiem elektrycznym tarczy, która kolejno podstawia filtry odpowiadające trzem podstawowym barwom. Filtry te znajdują się na drodze światła padającego na fotoczułą powierzchnię lampy analizującej. Bieg silnika dokładnie zsynchronizowany i uzgodniony fazowo z wybieraniem pól dla otrzymania właściwego kolejnego działania. W odbiorniku odpowiednią tarczę obrotową z barwnymi wycinkami ustawia się między obserwatorem i lampą oscyloskopową odtwarzającą obraz.

W metodzie jednoczesnej układ nadawczy zawiera trzy fotoczułe powierzchnie, na których skupia się odpowiednio czerwoną, zieloną i niebieską składową nadawanego obrazu. Powierzchnie te są wybierane jednocześnie, a sygnały wyjściowe nadaje się w sąsiednich kanałach na oddzielnych częstotliwościach nośnych lub podharmonicznych częstotliwości nośnej. W punkcie odbiorczym trzy lampy oscyloskopowe odtwarzają odpowiednie barwy dzięki zastosowaniu połączenia kolorowych filtrów i różnobarwnych ekranów. Te trzy oddzielne obrazy są połączone optycznie dając jeden obraz barwny. Tak więc w metodzie jednoczesnej wszystkie kanały (kolory) pracują razem, w metodzie zaś kolejnej — jeden po drugim. Każdy oddzielny kanał w metodzie jednoczesnej jest taki sam jak kanał zwykłej czarnobiałej telewizji. Jeżeli więc przy metodzie jednoczesnej odbiera się kolor zielony w odbiorniku na zwykłą czarnobiałą telewizję, to otrzymuje się normalny monochromatyczny czarnobiały obraz, ponieważ w większości scen zawartość barwy zielonej jest zbliżona do zawartości czerni i bieli.

Szerokość pasma częstotliwości dla telewizji kolorowej przy 625-liniowym obrazie wynosi około 15 MHz. Przy stosowaniu systemu zmieszanych częstotliwości wydziela się większe częstotliwości wizyjne kanału niebieskiego i czerwonego i miesza je z kanałem zielonym, który ma pewną szerokość. Pozostałe mniejsze częstotliwości wizyjne błękitu i czerwieni nadaje się w oddzielnych, stosunkowo węższych kanałach. Mniejsze częstotliwości są odtwarzane w odpowiednich lampach dających barwy, podczas gdy zmieszane większe częstotliwości wszystkich barw są jednocześnie odtwarzane we wszystkich lampach. Wskutek tego drobne szczegóły obrazu są zszarzałe, podczas gdy większe elementy obrazu mają swoje właściwe barwy, gdyż odpowiadają mniejszym częstotliwościom kanałów. Sposób ten przypomina trójbarwną technikę drukarską, w której szczegóły osiąga się za pomocą czerni nakładanej na trójbarwną rycinę w postaci szarych cieni. Wrażenie, jakie wywołuje taki obraz, jest praktycznie takie samo, jak przy obrazie zawierającym wszystkie barwy. Szerokość pasma potrzebna przy powyższej metodzie wynosi około trzech czwartych szerokości pasma dla odpowiedniej metody telewizji jednoczesnej lub kolejnej. Metoda zmieszanych częstotliwości nadaje się również do odbioru za pomocą zwykłych odbiorników czarnobiałej telewizji. Odbiornik taki nastawiony na kanał zieleni daje zupełnie zadowalający obraz monochromatyczny.

33.2. KINESKOP KOLOROWY TYPU MASKOWEGO

Mieszanie kolorów w kineskopach tego rodzaju może być przestrzenne, jednoczesne lub kolejne, zależnie od systemu, w którym stosuje się lampę.

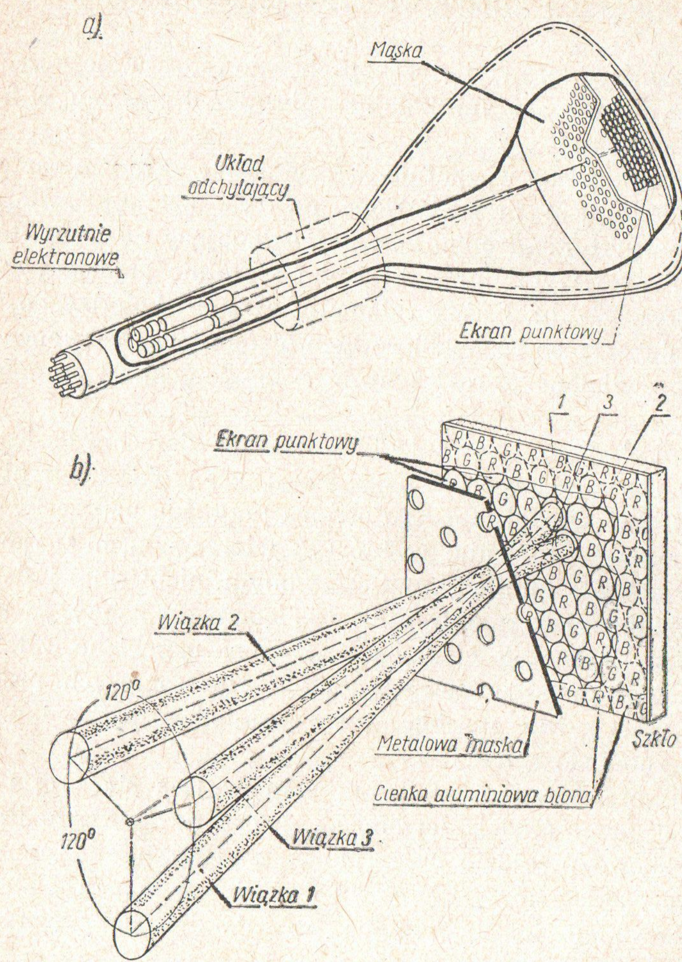
Lampa z trzema wyrzutniami (działami) z ekranem perforowanym (maską) jest przedstawiona na rys. 33-1 *a*. Zawiera ona ekran o strukturze drobnoziarnistej, składający się z punktów pokrytych kolorowymi luminoforami i szczelnie przylegających do siebie (rys. 33-1 *b*). Każdy całkowity element kolorowego obrazu składa się z trzech różnokolorowych elementów (czerwonego, niebieskiego i zielonego) rozłożonych na powierzchni w sposób regularny.

Przed ekranem i równolegle do jego powierzchni umieszczona jest cienka metalowa blacha z dużą liczbą okrągłych otworów (tzw. maska). Środek każdego otworu przypada naprzeciw środka równobocznego trójkąta, w którego wierzchołkach znajdują się punkty pokryte luminoforami czerwonym, niebieskim i zielonym. W wąskiej szyjce, symetrycznie względem osi lampy, są umieszczone trzy wyrzutnie elektronowe. Są one ustawione w taki sposób, że osie bombardujących wiązek elektronowych przecinają się w płaszczyźnie maski, a więc pomiędzy maską i ekranem wiązki znów się rozchodzą.

Jeśli przeprowadzimy prostą pokrywającą się z osią jednej z wiązek przez środek dowolnego otworu w maskę, to ta prosta obowiązkowo przejdzie przez punkt pokryty luminoforem tylko jednego, jakiegokolwiek koloru. Dla danej wiązki elektronów, przy dowolnym jej odchyleniu, elementy dwóch innych kolorów zawsze będą przykryte maską.

Innymi słowami, każda z wiązek poruszając się po powierzchni ekranu w dowolnym kierunku bombarduje poszczególne „tylko swoje" cząsteczki powierzchni, nie pokrywające się z cząsteczkami powierzchni bombardowanymi przez dwie inne wiązki. Oś drugiej wyrzutni, skierowana przez dowolny otwór, prze-

chodzi tylko przez punkty pokryte drugim kolorem. Trzecia wyrzutnia może bombardować tylko elementy pokryte luminoforem trzeciego koloru (inne elementy kolorowe przy ruchu wiązki są chronione przed bombardowaniem maską).



Rys. 33-1. Lampa odbiorcza z maską

Wszystkie trzy wiązki odchyla się za pomocą jednego układu odchylającego (cewki umieszcza się na szyjce bańki w zwykły sposób), co jest istotną zaletą lampy.

W lampach opartych na tej zasadzie liczba elementów tła jest dostatecznie wielka. Na przykład w jednej z takich lamp o średnicy ekranu ok. 50 cm (21 AXP 22) w metalowej masce o grubości ok. 0,25 mm jest ok. 300 000 otworów. Przy normalnej odległości patrzenia w niewielkim stopniu dostrzega się punktową strukturę obrazu. Bezpośrednio na wewnętrzną powierzchnię przedniej szyny zaniesiono dziewięćset tysięcy elementów pokrytych luminoforami. Warstwa luminoforów jest pokryta od strony wyrzutni elektronowych cienką błoną aluminiową umożliwiającą poprawianie elektrycznych i świetlnych własności lampy.

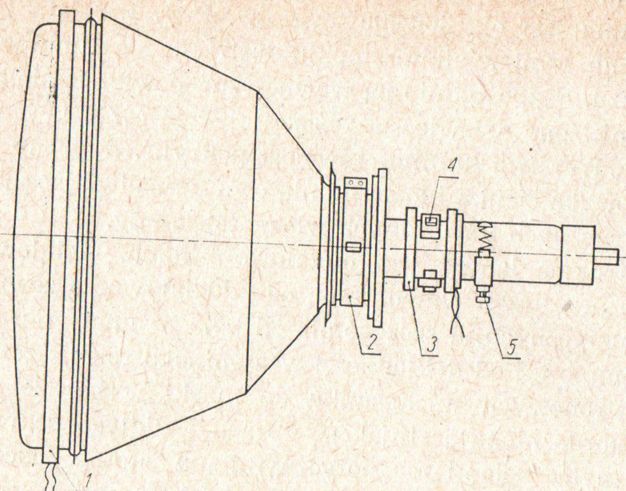
Konstrukcja lampy jest metalowo-szklana. Metalowy stożek ekranuje przestrzeń wewnętrzną od oddziaływania zewnętrznych pól magnetycznych, a szczególnie od pola magnetyzmu ziemskiego. W lampie tej od dokładności wzajemnego rozmieszczenia wiązek elektronowych w stosunku do maski w bardzo znacznym stopniu uzależniona jest jakość obrazu i dlatego ochrona przed zewnętrznymi polami magnetycznymi ma istotne znaczenie.

Ponieważ w pobliżu ekranu lampy elektrony w pewnym stopniu ulegają wpływom pól elektrycznych i magnetycznych, więc na zewnętrznym krańcu lampy, na okręgu, umieszcza się kilka niewielkich magnesów trwałych (lub specjalne cewki) kompensujących działanie tych pól (rys. 33-2). Natężenie i kierunek pól reguluje się przy zestrajaniu odbiornika.

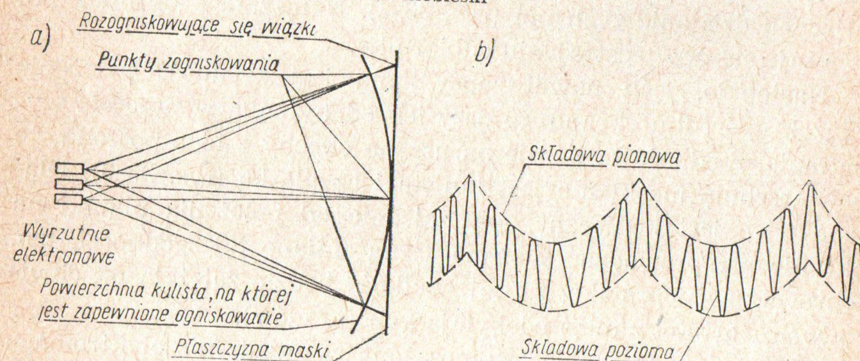
Następnie, jeśli nawet zapewniona jest zgodność położenia wiązek w środku ekranu, to przy ich odchyleniu, w procesie wybierania, zgodność ta będzie naruszona choćby z tego powodu, że powierzchnia maski nie jest kulista lecz płaska (rys. 33-3). Dlatego więc jest konieczne, aby zależnie od położenia plamki na ekranie przeprowadzać systematyczną zmianę tej zgodności, tzn. wprowadzać poprawkę, której wielkość będzie zależała od chwilowych wartości napięć odchylających (prądów).

W tym celu lampa jest wyposażona w urządzenie elektromagnetyczne przeznaczone do uzyskiwania konwergencji dynamicznej wiązek. Składa się ono z trzech elektromagnesów z nabiegunnikami (rys. 33-4). Uzwojenie magnesów i części rdzeni znajdują się na zewnątrz na szyjce lampy. Zakończenie nabiegunników są zmontowane bezpośrednio w wyrzutniach elektronowych wewnątrz szyjki. Linie pola magnetycznego pomiędzy tymi

nabiegunnikami są skierowane prostopadle do promieni i dlatego zmiana natężenia pola zmusza odpowiednią wiązkę elektronową do przesunięcia się w kierunku promienia.

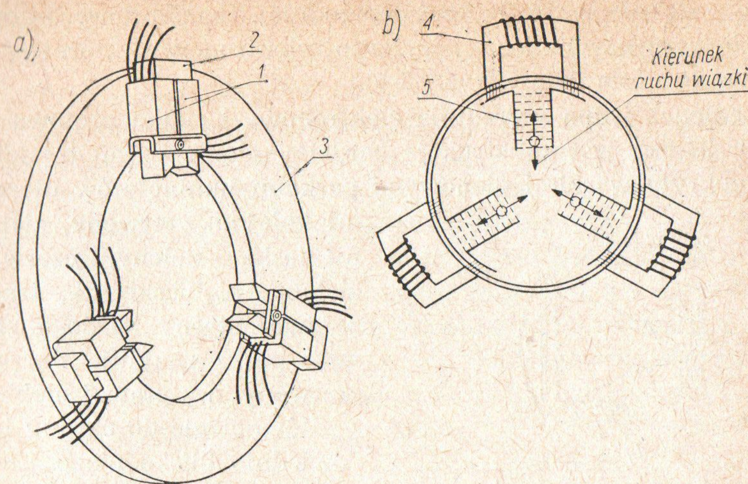


Rys. 33-2. Schematycznie przedstawiona lampa z maską i układami zewnętrznymi:
1 — cewka kompensująca, 2 — układ odchylający, 3 — ekran ferrytowy, 4 — cewki konwergencji, 5 — magnes ustawienia na kolor niebieski

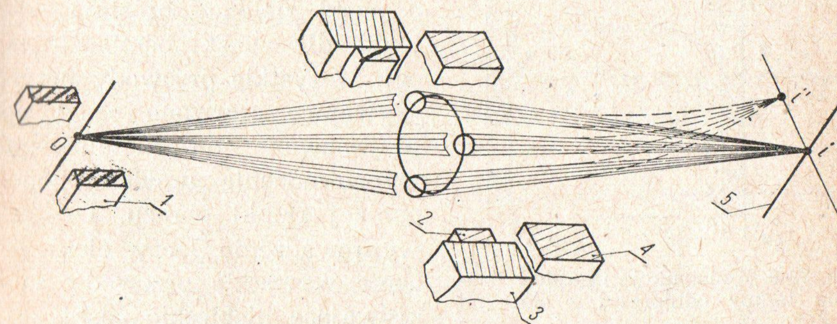


Rys. 33-3. Rozogniskowanie się wiązek: a) przy oddalaniu się od środka ekranu, b) kształt prądów korygujących

Uzwojenia elektromagnesów konwergencji dynamicznej są zasilane prądami pulsującymi o złożonym kształcie (rys. 33-3 b). Prąd ten jest sumą składowej stałej, potrzebnej do prawidłowego



Rys. 33-4. Urządzenie do uzyskiwania dynamicznej konwergencji: a) schematyczny szkic urządzenia, b) kształt pól magnetycznych:
1 — uzwojenia, 2 — rdzeń, 3 — ekran ferrytowy, 4 — magnes zewnętrzny, 5 — bieguny wewnętrzne



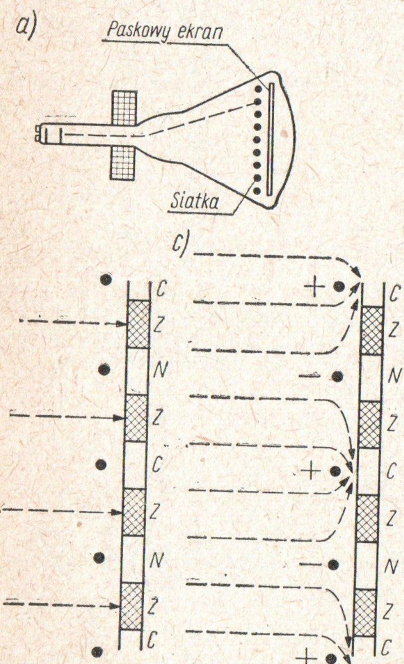
Rys. 33-5. Tory elektronów w lampie z maską i jedną wyrzutnią elektronową:
1 — cewka ruchu obrotowego, 2 — cewki dynamicznej konwergencji, 3 — cewki konwergencji, 4 — cewki odchylające, 5 — płaszczyzna maski

ustawienia nieruchomej plamki, zmiennego prądu o częstotliwości obrazu i prądu o częstotliwości linii. Kształt prądów zmiennych potrzebnych do sterowania zgodności jest zbliżony do kształtu paraboli.

Lampa z jedną wyrzutnią elektronową i maską jest odmianą lampy z trzema wyrzutniami. Ekran i maska tej lampy są zbudo-

wane podobnie jak w lampie poprzedniej. Bombardowanie odbywa się przy użyciu jednej wyrzutni elektronowej, której oś pokrywa się z osią lampy (rys. 33-5).

Lampa z jedną wyrzutnią elektronową i siatką prętową (rysunek 33-6 *a*) jest konstrukcją bardziej udaną. Ekran tej lampy jest pokryty wąskimi pionowymi paskami luminoforów ułożonymi kolejno: czerwony, zielony, niebieski, zielony, czerwony, zielony, niebieski itd., tzn. że z lewej strony każdego zielonego paska znajduje się pasek czerwony, a z prawej niebieski.



Rys. 33-6. Konstrukcja i zasada działania lampy odbiorczej z siatkami

Równolegle do ekranu i odpowiednio blisko niego jest umieszczona siatka z cienkich pionowych drucików. Są one ustawione naprzeciw niebieskich i czerwonych pasków, a paski zielone pozostają odkryte dla wiązki bombardującej. Wszystkie przewody przykrywające czerwone paski są przyspawane do metalowego wyprowadzenia umieszczonego poniżej ramki obrazu. Drugie wyprowadzenie łączy elektrycznie wszystkie przewody zakrywające niebieskie paski.

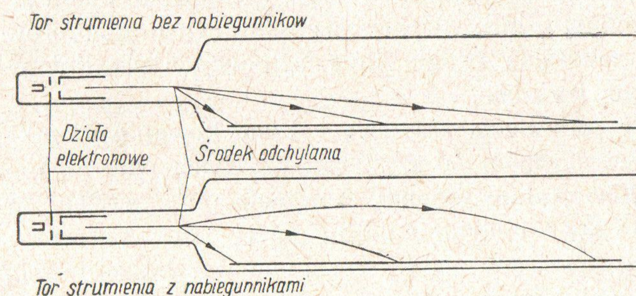
Jeśli do wyprowadzenia nie doprowadzono napięcia, to przy ruchu wiązki elektronowej wzdłuż linii obrazu ekran świeci zielono (rys. 33-6 *b*). Struktura obrazu będzie punktowa, ponieważ pomiędzy zielonymi punktami będą w tym przypadku istniały ciemne odcinki odpowiadające paskom czerwonym i niebieskim. Liczba pasków każdego koloru jest dostatecznie duża, aby punktowej struktury oglądanej z normalnej odległości nie można było zauważyć.

Jeśli do przewodów „czerwonych" doprowadzi się napięcie dodatnie (w stosunku do przewodników „zielonych"), to tory bombardujących elektronów w przestrzeni pomiędzy siatką a ekranem zmienią się i przy odpowiedniej wartości tego napięcia wszystkie elektrony trafią do pasków czerwonych (rys. 33-6 *c*). Doprowadziwszy dodatnie stałe napięcie do siatki „czerwonej" otrzymamy przy wybieraniu czerwone (punktowe) świecenie ekranu. Jeśli natomiast doprowadzimy dodatnie napięcie do siatki „niebieskiej", to ekran będzie świecił światłem niebieskim.

Przy pracy opisanej lampy w systemie kolejnym telewizji kolorowej napięcie pomiędzy siatkami zmienia się z częstotliwością małą, tzn. z częstotliwością obrazów kolorowych (lub półobrazów). Gdy odbywa się wybieranie zielonego pola obrazu i na elektrodzie sterującej występują „zielone" sygnały, to wówczas różnica potencjałów pomiędzy siatkami jest równa zeru. Przy wybieraniu obrazu czerwonego na siatce „czerwonej" występuje napięcie dodatnie, a przy powstawaniu obrazu niebieskiego polaryzacja napięcia pomiędzy siatkami zmienia się na przeciwną itd.

33.3 LAMPA BANANOWA

Stosowany kolorowy kineskop maskowy jest jednak skomplikowany konstrukcyjnie, technologicznie i układowo.



Rys. 33-7. Konstrukcja lampy bananowej

Lampą obrazową o zupełnie nowej konstrukcji jest opracowana w 1961 roku przez zespół firm Mullard (W. Brytania) i Philips (Holandia) lampa, zwana od swego zewnętrznego wyglądu lampą bananową. Konstrukcja tej lampy przedstawiona jest na rys. 33-7.

Lampa ta ma kształt rury o długości ok. 45 cm i średnicy zewnętrznej ok. 10 cm. Wewnątrz rury, na metalowym ekranie umocowanym w pobliżu ścianki szklanej, nałożono trzy równoległe, ciągłe paski luminoforów, przy czym każdy z nich świeci w jednym z kolorów podstawowych R, G, B. Jeden z końców rury jest zamknięty, w drugim znajduje się przyspawana osiowo szyjka lampy, wewnątrz której umieszczono wyrzutnię elektronów wraz z systemem ogniskowania elektrostatycznego. Wyrzutnia ta emituje strumień elektronów, którego gęstość modulowana jest przy pomocy cylindra Wehnelta. Kierunek ruchu strumienia elektronów jest równoległy do osi lampy, a ruch ten powodowany jest działaniem napięcia przyspieszającego 25 kV, przyłożonego na metalowy ekran z paskami luminoforów.

Na szyjkę lampy nałożony jest system cewek odchylających, powodujących pod wpływem przepływającego przezeń prądu odchylanie strumienia elektronów w kierunku prostopadłym do metalowego ekranu z paskami luminoforów.

Jak widać z rys. 33-7 odchyleniu strumienia w kierunku od ekranu towarzyszyć będzie przesunięcie się punktu padania strumienia na ekran w dalszy od wyrzutni koniec lampy, jeśli strumień zostanie odchylony od ekranu — plamka przesunie się bliżej wyrzutni.

Jeśli przez system cewek przepuszczony zostanie piłozębny prąd odchylania linii, wędrująca po paskach luminoforów plamka świetlna zakreślać będzie linie, odpowiadające liniom analizy obrazu telewizyjnego.

W celu uniknięcia zjawiska rozogniskowania plamki, występującego w dalszych od wyrzutni częściach ekranu, wprowadza się dodatkowe, stałe magnetyczne pole deformujące, odginające w sposób stały tor strumienia ku górze, dzięki czemu w procesie odchylania strumienia uzyskuje się na całej długości pasków stały w przybliżeniu kąt padania strumienia na ekran. Owo stałe pole magnetyczne pochodzi od nabiegunników niewielkiego magnesu umieszczonego wzdłuż zewnętrznej ścianki szklanej rury po obu stronach ekranu.

System odchylający prócz cewek odchylających strumień elektronów prostopadle do płaszczyzny ekranu (odchylania linii) zawiera jeszcze dodatkowo cewki odchylające strumień równolegle

do płaszczyzny ekranu. Niewielkie te odchylenia (rzędu ułamka stopnia kątowego) powodują przeskakiwanie świecącej plamki na coraz to inny pasek luminoforu (przy jednoczesnym przesuwaniu się jej wzdłuż pasków) i w ten sposób umożliwiają syntezę kolorów.

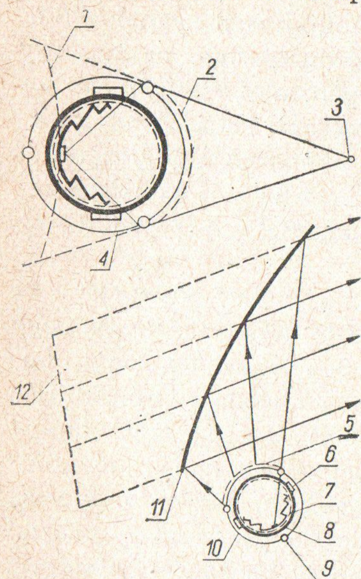
Oczywiście konieczność przekształcania trzech sygnałów kolorów podstawowych, występujących jednocześnie, na impulsy świetlne o trzech kolorach podstawowych, ale występujące kolejno (narzuca to przyjęta zasada „przełączania" strumienia z jednego na drugi, a potem na trzeci pasek luminoforu) wymaga dodatkowego układu, koszt jego jednak jest znacznie mniejszy niż koszt układów ewentualnej korekcji zbieżności w przypadku rozwiązania trójstrumieniowego.

W sposób wyżej opisany kolejne linie analizy odtwarzane są na tych samych paskach luminoforów. Dla uzyskania normalnego obrazu konieczne jest wprowadzenie odchylania pionowego. Posłużono się w tym przypadku oryginalną metodą, wprowadzając odchylanie optyczne. Mianowicie na cylindryczną część lampy nałożony jest współosiowy z nią wirujący bęben, napędzany silnikiem elektrycznym. W ściankach tego bębna umieszczone są w równych odstępach trzy równoległe do osi lampy soczewki cylindryczne o długości równej długości pasków luminoforu. Obraz świecących pasków rzutowany jest kolejno przez każdą z soczewek na umieszczone nad lampą zwierciadło hiperboliczne. Kierunek obrotów bębna wybierany jest tak, że rzutowanie na zwierciadło świecących linii zaczyna się od góry i kończy, po zakreśleniu jego całej powierzchni na dole zwierciadła.

W chwili, gdy rzut linii przez jedną soczewkę wychodzi z powierzchni zwierciadła, rozpoczyna się rzutowanie linii przez soczewkę następną. Dla uzyskania w ten sposób normalnej ilości 50 obrazów na sekundę, silnik musi mieć 1000 obrotów na minutę, przy czym te obroty te muszą być synchroniczne i synfazowe z częstotliwością impulsów synchronizujących ramki. W tym celu zastosowano specjalny silnik indukcyjny z dodatkowym uzwojeniem, pozwalającym uzyskać regulację jego obrotów na drodze czysto elektrycznej.

Sposób uzyskiwania odchylania pionowego przedstawiono schematycznie na rys. 33-8.

Lampa bananowa pozwala na uzyskanie zupełnie płaskiego obrazu pozornego o wymiarach 30×40 cm o bardzo dużej jaskrawości, porównywalnej z jaskrawością najjaśniejszych kineskopów czarno-białych i o znacznie zwiększonym kontraście (dzięki powstaniu obrazu w lampie pracującej w ciemności wewnątrz odbiornika unika się wpływu oświetlenia zewnętrznego). Duża bezwładność mechaniczna systemu wirującego zapewnia doskonałą stabilność odchylania pionowego i bardzo dobrą międzyliniowość. Zaletą tej lampy (jak zresztą wszelkich lamp jednostrumieniowych) jest również niewystępowanie trudności związanych ze zbieżnością strumieni.



Rys. 33-8. Sposób uzyskiwania odchylenia ramki w lampie bananowej:
1 — powierzchnia obrazu, 2 — obraz pozorny, 3 — obserwator, 4 — wirujący bęben z soczewkami, 5 — pierwszy obraz pozorny, 6 — nabiegunniki magnesu, 7 — warstwa tlenku cynku, 8 — lampa bananowa, 9 — paski luminoforu, 10 — bęben z soczewkami, 11 — zwierciadło hiperboliczne, 12 — płaszczyzna obrazu

Zalety są jednak z drugiej strony jej wadami. Najpoważniejszą z nich jest konieczność stosowania wirującego bębna o dosyć delikatnej, z natury rzeczy, konstrukcji, a więc bardzo wrażliwego na wszelkie wstrząsy i udary. Inne, mniej poważne, to konieczność stosowania dodatkowego układu synchronizacji obrotów wirującego bębna z soczewkami oraz układu „przełączania" strumienia elektronów. Dodatkowo jeszcze lampa bananowa ma nieco mniejsze zdolności reprodukcji kolorów w porównaniu z omówionym uprzednio kineskopem maskowym, a to dlatego, że dla umożliwienia odtwarzania kolejnych linii obrazu na tych samych paskach luminoforu musiano wybrać luminofory o odpowiednio krótkich czasach poświaty, co doprowadziłoby do kolorów świecenia nieco innych (szczególnie dla paska zielonego) niż przyjęte przez standard NTSC. Ograniczenie to nie ma na szczęście większego znaczenia praktycznego, gdyż dotyczy również wysoce nasyconych kolorów zielonych.

Duża jaskrawość uzyskiwanych obrazów osiągana jest dzięki wysokiemu napięciu przyspieszającemu oraz dużemu prądowi strumienia elektronów (25 kV, 3 mA), co stwarza pewne trudności konstrukcyjne (zasilacz WN o mocy 75 W).

Ostatnia wada, to mały stosunkowo kąt obserwacji obrazu. Obraz pozorny powstaje bowiem niejako wewnątrz skrzynki odbiornika, co nie sprzyja obserwowaniu go przez większą ilość osób.

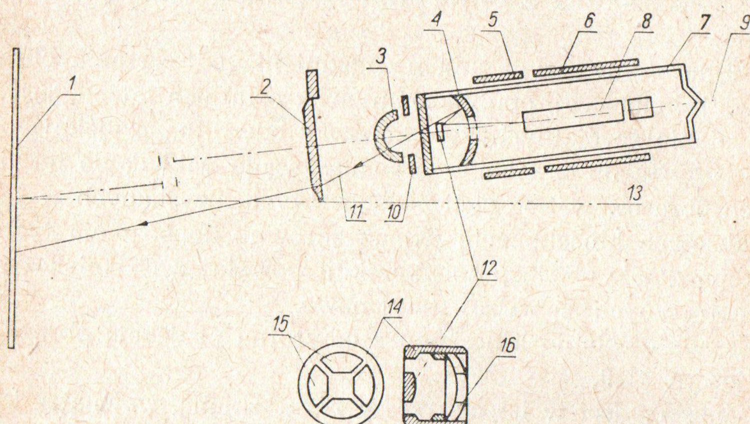
33.4. KINESKOPY Z ODWROTNĄ PROJEKCJĄ OBRAZU

Najnowszym rozwiązaniem zagadnienia odtwarzania obrazów telewizji kolorowej, opublikowanym w ostatnich latach, jest wykorzystanie specjalnych kineskopów z odwrotną projekcją obrazu. Mamy tu do czynienia ze znaną zasadą nakładania na siebie trzech obrazów w kolorach podstawowych, uzyskanych w trzech niezależnych kineskopach, jednak zarówno konstrukcja tych kineskopów, jak też i sposób korekcji powstających zniekształceń geometrycznych są najzupełniej nowe.

Zasadę działania kineskopu z odwrotną projekcją obrazu ilustruje rys. 33-9.

Kineskop jest w istocie rzeczy rurą szklaną, wewnątrz której umieszczono wyrzutnię elektronów, emitującą bardzo wąską zogniskowaną elektrostatycznie wiązkę elektronów. Prawie bezpośrednio po opuszczeniu wyrzutni wiązka ta zostaje poddana działaniu pól magnetycznych, pochodzących od cewek odchylających, na skutek czego zaczyna zakreślać odwrócone ruchy syntezy obrazu — z prawa na lewo i z dołu do góry. Po opuszczeniu przestrzeni cewek odchylających, wiązka wykonując stale ruchy syntezy obrazu trafia w wycięte w szklanym wklęsłym zwierciadle sferycznym okienko, przechodzi przez nie i wreszcie pada na metalową wypukłą, pokrytą luminoforem płytkę, powodując w efekcie świecenie jego z jaskrawością, proporcjonalną do gęstości strumienia, modulowanej zmianą napięcia cylindra Wehnelta. Światło emitowane przez luminofor pada na powierzchnię zwierciadła wklęsłego, odbija się i przechodzi przez „okienka" między płytką z luminoforem a wewnętrznymi ściankami obudowy lampy, aby wreszcie po przejściu przez menisk, wykonany

z tworzywa sztucznego i mający za zadanie skorygować aberację sferyczną zwierciadła, paść na matówkę tworzącą ekran. Jak widać z powyższego opisu kineskop z projekcją odwrotną zawiera w sobie zarówno elementy optyki elektronowej, jak i geometrycznej, co jest istotną nowością w technice lamp obrazowych. Wymiary uzyskiwanego na ekranie luminoforowym „obrazu" są ok. 12×17 mm, uzyskuje się z niego obraz o przekątnej ok. 59 cm. Jaskrawość ostatecznego obrazu jest bardzo duża, a to ze względu na to, że obraz na ekranie luminoforowym powstaje pod działa-



Rys. 33-9. Konstrukcja kineskopu z odwrotną projekcją:
1 — ekran, 2 — korektor, 3 — menisk, 4 — zwierciadło wklęsłe, 5 — cewki odchylające, 6 — ekran magnetyczny, 7 — bańka, 8 — wyrzutnia, 9 — oś optyczna kineskopu, 10 — przesłona, 11 — promień świetlny, 12 — ekran luminoforowy, 13 — oś optyczna zespołu, 14 — radiator, 15 — przejścia światła, 16 — zwierciadło wklęsłe

niem napięcia przyspieszającego 50 kV, jak również na brak strat, powstających w normalnych kineskopach, a związanych z przejściem światła przez warstwę luminoforu, odbicia od powierzchni szkła i wreszcie straty w szkle. W efekcie uzyskuje się jaskrawość obrazu ok. 1,5 razy większą niż dla normalnych kineskopów czarno-białych.

Szczytowy prąd strumienia elektronów wynosi ok. 200 μA, średnio na płytce luminoforowej traci się 1,5—2,5 W mocy. Dlatego też wykonana jest ona z metalu, obsadzona nie bezpośrednio w szkle, ale w specjalnym metalowym radiatorze, służącym jed-

nocześnie jako łoże dla precyzyjnego obsadzenia zwierciadła wklęsłego.

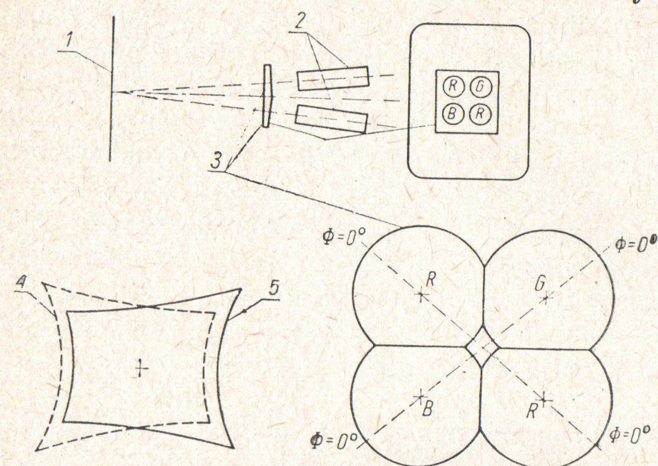
Maksymalna zewnętrzna średnica lampy wynosi ok. 6,5 cm, a maksymalna długość ok. 30 cm; jest więc to, jak widać, lampa, którą łatwo można wykonać na konwencjonalnych maszynach lampowych.

Ponieważ obraz ostateczny uzyskiwany jest metodą rzutowania optycznego na ekran, nic nie stoi na przeszkodzie, aby trzy identyczne kineskopy wyposażyć w różne luminofory, każdy o jednym z podstawowych kolorów świecenia i uzyskane z sygnałów podstawowych R, G i B obrazy wspólnie rzutować w to samo miejsce. Niestety — dosyć duże, w porównaniu z odległością rzutowania poprzeczne wymiary kineskopów prowadzą do powstania deformacji typu trapezowo-poduszkowego. Można, co prawda rozmieścić trzy kineskopy na trzech ramionach krzyża i rzutować je wspólnie przez system skrzyżowanych zwierciadeł półprzezroczystych, ale pociąga to za sobą straty światła, niweczące całkowicie zyski projekcji odwrotnej.

Znany jest inny sposób wspólnego rzutowania trzech obrazów, pozbawiony niedopuszczalnie dużych strat, a wykorzystujący tzw. optykę Schmidta. Sposób ten jednak ze względu na duże wymiary elementów optycznych i wymaganą od nich wysoką precyzję jest bardzo kosztowny.

Wynalazcy (J. H. Owen Harries i współpracownicy) znaleźli inne, nadzwyczaj tanie, a dla potrzeb telewizji zupełnie wystarczające, wyjście. Kineskopy mocowane są na stałe w sposób zapewniający właściwą zbieżność na ekranie ich osi optycznych, natomiast między kineskopami a ekranem umieszcza się specjalny, wykonany metodą zwykłego prasowania z tworzyw sztucznych, element korekcyjny. W odróżnieniu od znanych optycznych elementów korekcyjnych o powierzchniach zakrzywionych, tworzących pewne skomplikowane, a więc drogie soczewki, zastosowany element korekcyjny składa się z szeregu płaskich powierzchni, drogą odpowiedniego załamania przechodzącego przez nie promienia świetlnego, sprowadzającego go we właściwe miejsce. Ponieważ ilość takich powierzchni w elemencie korekcyjnym (ze względu na kształt nazwanym przez autora „słonecznikiem" — „sunflower") jest ograniczona, kompensacja zniekształceń wy-

stępuje sferami, przy czym największe występujące odchylenia od teoretycznej wartości ograniczają zdolność rozdzielczą zespołu kineskopów do 500 linii pośrodku i do 300 linii w rogach ekranu, co jak na pierwsze przybliżenie jest wartością zupełnie wystarczającą. Wzajemną konfigurację kineskopów, „słonecznika" i ekranu powstające bez korekcji zniekształcenia i kształt „słonecznika" — elementu korekcyjnego przedstawia rys. 33-10.



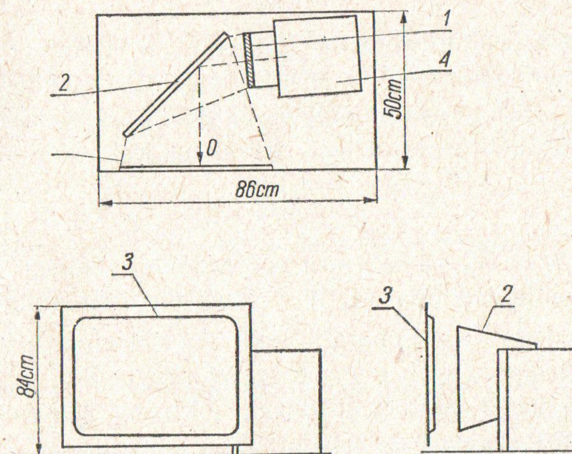
Rys. 33-10. Sposób uzyskiwania obrazu kolorowego przy pomocy kineskopów z odwrotną projekcją:
1 — ekran, 2 — kineskopy, 3 — korektor, 4 — obraz bez korekcji niebieski, 5 — obraz bez korekcji czerwony

Przedstawiono na nim zespół nie trzech, a czterech kineskopów — w miejsce jednego. Użyte dwa kineskopy czerwone, pozwalają pełniej wykorzystać możliwą do uzyskania ilość światła z kineskopów niebieskiego i zielonego, ograniczoną zwykle małą wydajnością luminoforu czerwonego i w ten sposób znacznie podnieść maksymalną jaskrawość obrazu.

Zespół kineskopów, „słonecznik" i ekran tworzą jedną mechanicznie całość, w której odległości poszczególnych elementów muszą być ustalone z dokładnością do ±0,3 mm. Zmontowany razem blok można umieścić w odbiorniku wyposażonym w matówkowy ekran w sposób przedstawiony na rys. 33-11.

Warto może podać parę liczb tłumaczących, dlaczego tak dużą wagę przywiązywano do tego systemu reprodukcji obrazu. Ocenia

się, że koszt zespołu czterech kineskopów wraz z ich elementami korekcji optycznej wyniesie ok. 28 dolarów, podczas gdy kineskop maskowy kosztuje ok. 120 dolarów. Przewidywana cena odbiornika w wykonaniu luksusowym, z ekranem o przekątnej 33" (83 cm) wyniesie ok. 300 dolarów, podczas gdy odbiornik z lampą maskową o przekątnej 21 cali kosztuje ok. 400 dolarów. Dodatko-



Rys. 33-11. Usytuowanie zespołu kineskopów z korektorem wewnątrz odbiornika:
1 — korektor, 2 — lustro, 3 — ekran, 4 — zespół kineskopów

wo maksymalna jaskrawość, możliwa do uzyskania z zespołem czterech kineskopów (ekran 33 cale) powinna być około cztery razy większa niż dla odbiorników z kineskopem maskowym.

34. EFEKT FOTOELEKTRONOWY

34.1. UWAGI OGÓLNE

Efektem fotoelektronowym nazywa się zjawisko powstawania emisji elektronów pod wpływem działania promieni świetlnych na niektóre metale. Energia fotonu promieniowania pochłoniętego przez atom ciała, powoduje przejście elektronów tego atomu na wyższe poziomy energetyczne, bądź może być przyczyną emis

fotoelektronowej. W przeciwnym przypadku, gdy elektron zostaje przesunięty z poziomu odpowiadającego większej energii na poziom o mniejszej energii, atom ciała wydziela kwant energii promieniowania.

34.2. ZJAWISKO FOTOELEKTRYCZNE ZEWNĘTRZNE

Zgodnie z teorią kwantową, elektrony w atomie dowolnego ciała mają pewne określone wartości energii. Padając na powierzchnię metalu strumień promieniowania dostarcza elektronom dodatkowej energii, której wartość określona jest wzorem

$$W = h \cdot f$$

gdzie: h — $6{,}624 \cdot 10^{-34}$ J · s i nosi nazwę stałej Plancka, f — częstotliwość promieniowania s^{-1}, W — energia promieniowania μJ.

Dzięki tej dodatkowej energii elektrony przechodzą z niższych poziomów energetycznych na wyższe. W przypadku, gdy dostarczona energia jest dostatecznie duża, elektrony wykonują pracę wyjścia i wydostają się poza powierzchnię metalu.

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne polega na emisji elektronów z powierzchni metalu, zachodzącej pod wpływem absorbcji promieniowania.

Ze zjawiskiem fotoelektrycznym zewnętrznym związane są dwa zasadnicze prawa. Pierwsze z nich mówi, że prąd fotoelektryczny jest proporcjonalny do strumienia promieniowania, padającego na powierzchnię metalu, i wyraża się wzorem

$$I_f = C \cdot \Phi_e$$

gdzie: C — stała charakteryzująca czułość powierzchni na promieniowanie μA/lm, Φ_e — strumień promieniowania lm, I_f — prąd fotoelektryczny A.

Z powyższego wzoru wynika, że im większy jest strumień promieniowania, tj. im jest większa liczba kwantów energii, tym więcej elektronów zostaje emitowanych z powierzchni metalu.

Drugie prawo wiąże energię fotoelektronów z częstotliwością promieniowania. Jeżeli założymy, że początkowa energia elektronu

wynosiła W_0, to po wchłonięciu energii kwantu wzrośnie ona do wartości

$$W_0 + h \cdot f$$

Aby mogła nastąpić emisja elektronów, musi być spełniony następujący warunek

$$W_0 + h \cdot f \geqslant W_w$$

gdzie: W_w — całkowita praca wyjścia elektronów z metalu μJ.

Po wydostaniu się na zewnątrz metalu elektron będzie miał energię kinetyczną wyrażoną wzorem

$$\left(\frac{mV^2}{2}\right)_{max} = (W_0 + h \cdot f) - W_w$$

Jeżeli oznaczymy $W_w - W_0 = \varphi_0$, to otrzymamy

$$\left(\frac{mV^2}{2}\right)_{max} = h \cdot f - \varphi_0$$

Ze wzoru wynika drugie prawo, które głosi, że energia fotoelektronów (bądź prędkość początkowa fotoelektronów) wzrasta liniowo z częstotliwością padającego promieniowania i nie zależy od strumienia promieniowania.

Ze zmniejszeniem częstotliwości maleje energia wychodzących z metalu elektronów i przy pewnej częstotliwości f_0 prędkość początkowa elektronów będzie równa zeru. Wówczas

$$h \cdot f_0 = \varphi_0; \quad f_0 = \frac{\varphi_0}{h}$$

Z powyższego wynika, że promieniowanie o częstotliwości mniejszej niż f_0 nie wywoła emisji fotoelektronowej z powierzchni danego metalu. Częstotliwość f_0 nazywa się częstotliwością graniczną, a odpowiadająca jej długość fali λ_0 — progiem falowym zjawiska fotoelektrycznego. Różne metale mają różną pracę wyjścia, a więc i różne częstotliwości graniczne. Metale o małej pracy wyjścia są bardziej czułe pod względem fotoelektrycznym, dlatego też w przetwornikach fotoelektrycznych stosuje się metale alkaliczne. Dla cezu próg falowy zjawiska fotoelektrycznego leży w pasmie promieniowania podczerwonego, natomiast dla pozostałych metali alkalicznych — w zakresie promieniowania

widzialnego. Większość innych metali ma graniczną częstotliwość aż w zakresie promieniowania ultrafioletowego.

34.3. ZJAWISKO FOTOELEKTRYCZNE WEWNĘTRZNE

Zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne związane jest ze zmianą przewodności elektrycznej niektórych ciał pod wpływem padającej na nie energii promieniowania. Zjawisko to występuje w półprzewodnikach i dielektrykach. Gdy w metalach przewodność elektryczna istnieje przy dowolnych temperaturach, przewodność w półprzewodnikach jest spowodowana ruchem cieplnym cząsteczek, który ma miejsce przy temperaturach wyższych od zera bezwzględnego. Dzięki temu półprzewodnik, znajdujący się w temperaturze pokojowej i odizolowany od wpływu promieniowania, zawiera w pasmie przewodnictwa pewną liczbę swobodnych elektronów, warunkujących istnienie tzw. przewodności ciemnej. Oświetlenie powierzchni takiego półprzewodnika powoduje wzrost liczby swobodnych elektronów, ponieważ pochłonięte przez półprzewodnik fotony oddają swą energię elektronom walencyjnym, które przechodzą do pasma przewodnictwa. Ta dodatkowa przewodność elektryczna, wywołana absorbcją energii promieniowania, nazywa się przewodnością fotoelektryczną. Do półprzewodników, w których najsilniej występuje zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, zaliczają się: siarczek ołowiowy PbS, siarczek kadmowy CdS, selenek kadmu CdSe, oraz takie związki chemiczne, jak mieszanina siarczku talu z tlenkiem talu, stop selenu z tellurem i inne. Stwierdzono, że zmiany przewodności rozmaitych półprzewodników zachodzą pod wpływem promieniowania o różnej długości fali.

35. FOTOKATODY

35.1. WIELKOŚCI CHARAKTERYSTYCZNE

Następujące wielkości charakteryzują fotokatody: czułość, charakterystyka widmowa i temperaturowa, prąd ciemny i zjawisko zmęczenia.

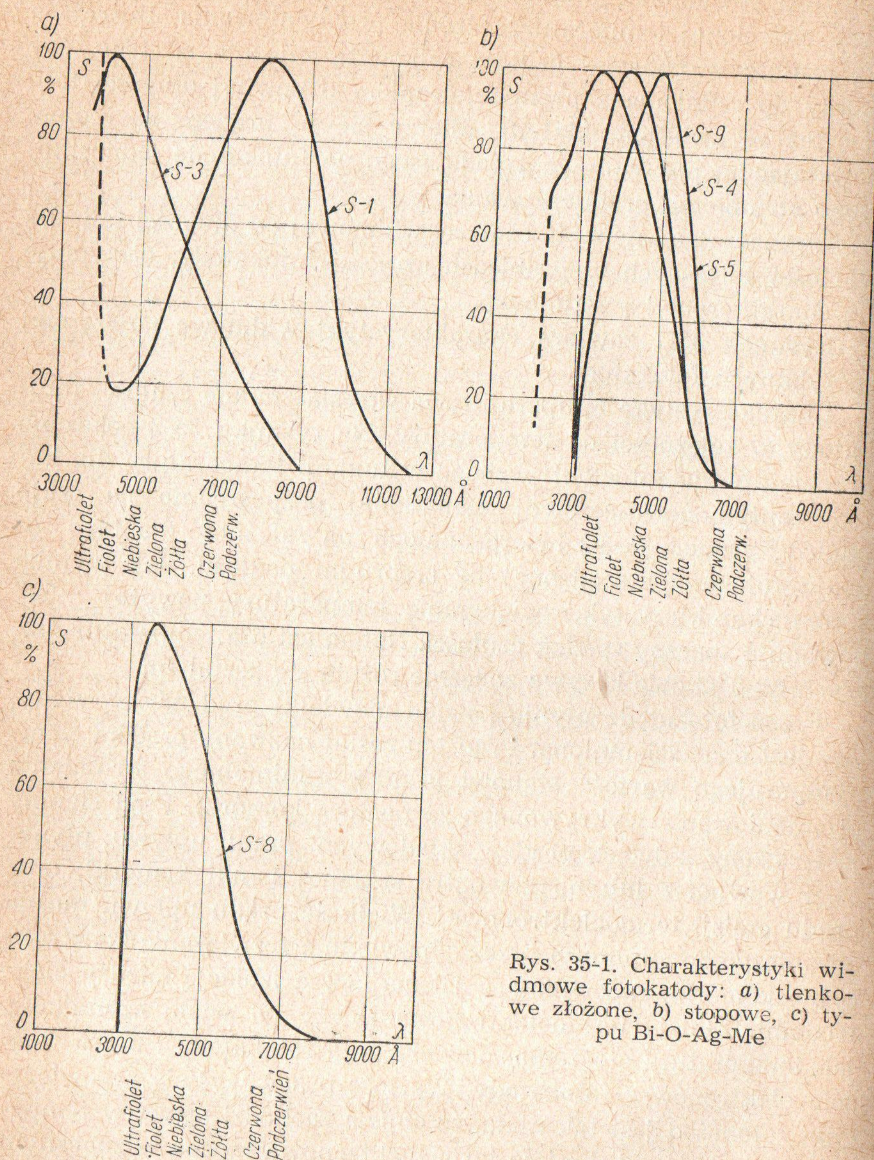
Czułość jest to stosunek emitowanego prądu fotoelektrycznego do strumienia promieniowania, padającego na fotokatodę, przy określonej temperaturze źródła promieniowania. Rozróżnia się czułość widmową i czułość całkowitą zależnie od tego, czy mamy do czynienia z promieniowaniem o pewnej długości fali, czy też ze światłem białym. Mierzy się ją prądem nasycenia, powstającym pod wpływem padającego na fotokatodę jednostkowego strumienia promieniowania.

Wyznaczając zależność czułości widmowej od długości fali, dla wartości λ leżących w granicach czułości fotokatody, otrzymuje się charakterystykę widmową.

Rysunek 35-1 zawiera charakterystyki widmowe najczęściej spotykanych fotokatod.

Charakterystyka temperaturowa określa zmianę czułości fotokatody w zależności od temperatury. Na rysunku 35-2 pokazano przebieg prądu fotoelektrycznego w funkcji temperatury dla katody antymonowo-cezowej naniesionej bezpośrednio na szkło bańki. Rysunek 35-3 zawiera analogiczną zależność dla tego rodzaju fotokatody osadzonej na srebrnym podłożu. Jak wynika z obu charakterystyk, zwiększanie temperatury powyżej $+50°$ powoduje znaczny spadek czułości. Natomiast dla temperatur niższych od $0°C$ obie krzywe znacznie różnią się kształtem.

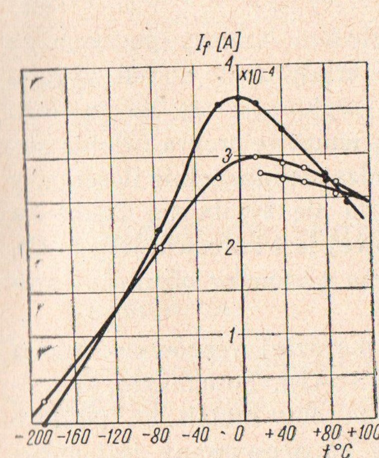
Przez fotokatodę płynie pewien niewielki prąd nawet wtedy, gdy jest ona zaciemniona. Prąd ten został nazwany prądem ciemnym, a jego wartość stanowi granicę minimalnego strumienia promieniowania wykrywanego za pomocą komórki. Prąd ciemny jest złożony z dwóch prądów składowych: prądu upływu, płynącego wewnątrz lub na zewnątrz szklanej bańki komórki, oraz prądu emisji termoelektronowej. Wielkość prądu upływu można ograniczyć do minimum przez odpowiednie rozwiązanie konstrukcyjne komórki, zapewniające jak najlepszą izolację między elektrodami. Emisja termoelektronowa zależy od wielu czynników, jak temperatura otoczenia, powierzchnia fotokatody i praca wyjścia elektronów z fotokatody. Wartość pracy wyjścia z powierzchni fotokatod jest tak mała, że emisja zachodzi nawet w temperaturze pokojowej. Emisję termoelektronową można w znacznym stopniu zmniejszyć przez chłodzenie fotokatody. Dla komórek fotoelektrycznych gazowanych wartość prądu ciemnego wynosi



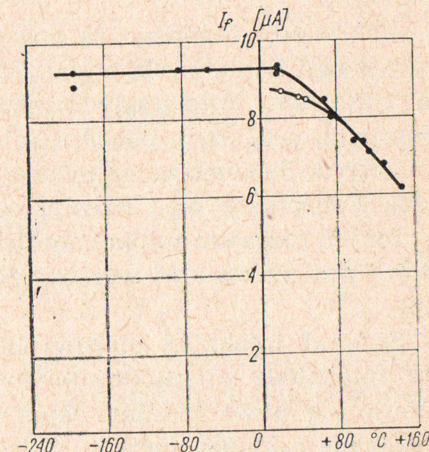
Rys. 35-1. Charakterystyki widmowe fotokatody: *a*) tlenkowe złożone, *b*) stopowe, *c*) typu Bi-O-Ag-Me

około 10^{-7} A, natomiast w przypadku komórek próżniowych wartość ta jest mniejsza i nie przekracza $5 \cdot 10^{-8}$ A.

Zmęczenie fotokatody polega na obniżeniu jej czułości wskutek długotrwałego naświetlania. Jedną z przyczyn zmęczenia jest zbyt wolne przechodzenie elektronów z warstwy tlenku cezu do jednocząsteczkowej, powierzchniowej warstewki cezu, która przy



Rys. 35-2. Charakterystyka temperaturowa fotokatody antymonowo-cezowej na szkle



Rys. 35-3. Charakterystyka temperaturowa fotokatody antymonowo-cezowej na podłożu metalowym

silnym i długotrwałym naświetleniu emituje bardzo dużo elektronów. W fotokatodach gazowanych zjawisko zmęczenia jest spowodowane bombardowaniem fotokatody ciężkimi jonami, powstałymi w wyniku jonizacji cząsteczek gazu. Stopień zmęczenia fotokatody zależy od strumienia promieniowania. Im większy strumień, tym silniej występuje zmęczenie.

35.2. RODZAJE FOTOKATOD

Do wyrobu fotokatod stosowane są najczęściej metale alkaliczne, a spośród nich przede wszystkim cez, który charakteryzuje się najmniejszą wartością pracy wyjścia.

Fotokatody wykonane z czystego cezu nie mają jednakże korzystnych właściwości. Czułość ich wynosi zaledwie 0,15 μA/lm,

próg falowy zaś — 0,66 μ, zakres czułości tej fotokatody nie obejmuje więc nawet pełnego widma widzialnego.

Z tego względu w lampach fotoelektronowych stosowane są obecnie wyłącznie fotokatody aktywowane, spośród których największe zastosowanie znajdują fotokatody tlenkowe cezowe oraz tzw. fotokatody stopowe, w których jednym ze składników jest cez.

Fotokatody tlenkowe są pod względem budowy podobne do termokatod tlenkowych, z tym, że materiały użyte do ich wyrobu są odmienne. Fotokatody tlenkowe wykonuje się na podłożu srebrnym, przy czym powierzchniową warstwę srebra utlenia się, a następnie do wnętrza lampy wprowadza się niewielkie ilości pary cezu. Fotokatody tego rodzaju oznacza się symbolem Ag-O-Cs.

Innym rodzajem fotokatody tlenkowej jest katoda Bi-Ag-O-Cs, której podłoże stanowi warstwa złożona z atomów bizmutu i srebra.

Spośród fotokatod stopowych najbardziej rozpowszechniona jest fotokatoda antymonowo-cezowa (Sb-Cs). Fotokatodę tę wykonuje się przez kolejne naparowanie obu metali na podłoże wykonane z innego metalu. Najpierw naparowywany jest antymon, a następnie osadzone są na nim pary cezu. W wyniku przeprowadzonych procesów aktywowania tworzy się związek $SbCs_3$, przy czym w warstwie tego związku i na jego powierzchni znajdują się nadmiarowe atomy cezu.

Ostatnio, obok fotokatod Sb-Cs stosowane są fotokatody stopowe wieloskładnikowe, do których należą np. katody Sb-K-Na oraz Sb-K-Na-Cs.

Właściwości fotokatod zależą w bardzo dużym stopniu od czystości użytych materiałów oraz od zastosowanych procesów technologicznych. Wykazują one zatem znaczny rozrzut, a także dużą niestabilność, a więc skłonność do zmian zachodzących w czasie pracy lampy.

Orientacyjne dane charakterystyczne najczęściej stosowanych fotokatod zestawiono w tabl. 35-1.

Dopuszczalna gęstość prądu czerpanego z katody wynosi 1÷2,5 μA/cm² dla fotokatod Sb-Cs, a do 5 μA/cm² dla fotokatod Ag-O-Cs. Dopuszczalne natężenie oświetlenia fotokatody jest zatem rzędu 200÷300 lx.

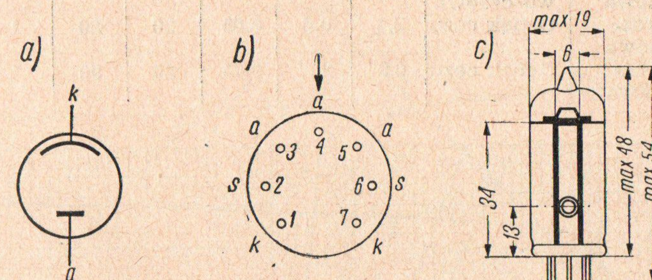
Tablica 35-1. Wielkości charakterystyczne fotokatod

Rodzaj fotokatody	c	λ_o	λ_{opt}	$w\lambda$ przy $\lambda=\lambda_{opt}$
	μA/lm	μ	μ	mA/W
Ag—O—Cs	10÷ 60	1,0 ÷1,6	0,7 ÷0,85	2÷ 15
Bi—Ag—O—Cs	20÷ 90	0,75÷0,80	0,45÷0,5	15÷ 30
Sb—Cs	25÷150	0,65÷0,7	0,4 ÷0,45	30÷130
Sb—K—Na—Cs	40÷200	0,8 ÷0,9	0,38÷0,42	50÷100

36. FOTODIODY PRÓŻNIOWE

36.1. BUDOWA

Katoda fotodiody wykonana jest zwykle w postaci półcylindra o stosunkowo dużej powierzchni. Od powierzchni tej elektrody



Rys. 36-1. Fotodioda typu AV: *a*) schemat, *b*) cokół, *c*) wymiary

(rys. 36-1) zależy wielkość padającego strumienia świetlnego. Anoda wykonywana jest w postaci pręta lub pierścienia ze względu na występujące tu małe moce admisyjne.

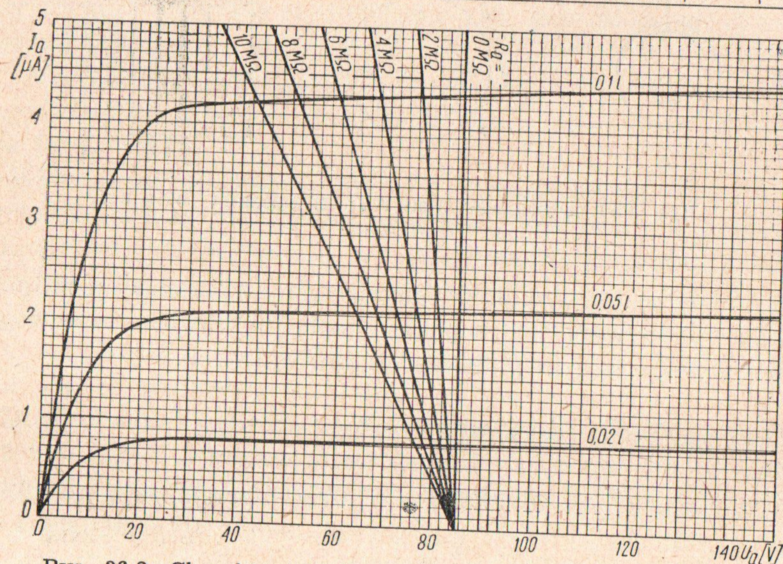
36.2. PRZEBIEG CHARAKTERYSTYK

Charakterystyki fotodiody próżniowej przebiegają zasadniczo podobnie do charakterystyk podobnej diody z termokatodą, albowiem rodzaj katody nie ma tu istotnego znaczenia.

W tablicy 36-1 podano dane techniczne typowych fotodiod firmy Philips. Na rys. 36-2 przedstawiono rodzinę charakterystyk $I_a = f(U_a)$ dla różnych wartości strumienia świetlnego padającego na fotokatodę.

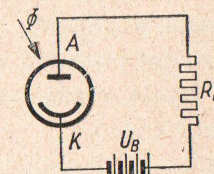
Tablica 36-1. Dane techniczne fotodiod firmy Philips

Typ	Wypełnienie wnętrza	Rodzaj fotokatody	Powierzchnia czuła fotokatody	Pojemność międzyelektrodowa	Maksymalny prąd ciemny	Czułość	Napięcie zasilania	Opornik obciążenia	Temperatura otoczenia
			cm²	pF	μA	μA/lm	V	MΩ	°C
58CV	próżniowa	tlenek cezu	1,1	3	0,05	20	50	1	50
90AV	próżniowa	antymonowo-cezowa	4	0,7	0,05	45	85	1	70
90CV	próżniowa	tlenek cezu	2,4	0,6	0,05	20	50	1	50
3545	próżniowa	tlenek cezu	0,9	2	0;05	25	90	1	50



Rys. 36-2. Charakterystyki statyczne fotodiody typu 90 AV

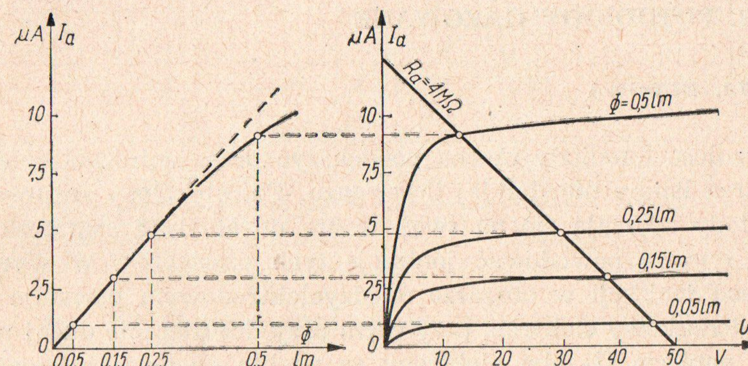
W zastosowaniach praktycznych wykorzystuje się prawie wyłącznie zakres nasycenia, tj. zakres stosunkowo dużych wartości napięcia U_a, w którym prąd I_a jest równy prądowi emisyjnemu fotokatody, a więc jest niezależny od napięcia U_a i proporcjonalny



Rys. 36-3. Schemat układu pracy fotodiody

do strumienia świetlnego Φ. W początkowym zakresie charakterystyki, tj. przy wartościach napięcia anody do ok. 20 V, prąd I_a wzrasta stopniowo od zera do wartości równej I_e.

Typowy układ pracy fotodiody podano na rys. 36-3. Rysunek 36-4 przedstawia sposób wyznaczania charakterystyki robo-



Rys. 36-4. Charakterystyka robocza fotodiody $I_a = f(\Phi)$ wyznaczona na podstawie jej charakterystyk statycznych

czej na podstawie charakterystyk statycznych. Przy większych wartościach prądu I_a spadek napięcia na oporze R_a może być tak duży, że chwilowy punkt pracy znajdzie się poza zakresem nasycenia, w wyniku czego charakterystyka $I_a = f(\Phi)$ może w swym górnym odcinku nieco odbiegać od prostej.

Zasadniczą zaletą fotodiod próżniowych jest ich mała bezwładność i mały prąd ciemny.

Emisja fotoelektronowa pojawia się, praktycznie biorąc natychmiast po oświetleniu fotokatody, a znika również bardzo szybko po przerwaniu strumienia świetlnego.

Prąd ciemny jest w przypadku fotodiod próżniowych rzędu od kilku tysięcznych do kilku setnych miliampera. Jest on spowodowany głównie niedoskonałością izolacji między anodą i katodą, a w pewnym stopniu również emisją (np. termoelektronową) występującą z fotokatody, niezależnie od promieniowania zewnętrznego.

Inną wielkością odgrywającą ważną rolę w zastosowaniach fotodiod jest stosunek mocy sygnału do mocy szumów na wyjściu układu pracy lampy.

Fotodioda jest źródłem szumów śrutowych: przy słabszych sygnałach w obwodzie fotodiody dominującą rolę mają sygnały oporowe.

37. FOTODIODY GAZOWANE

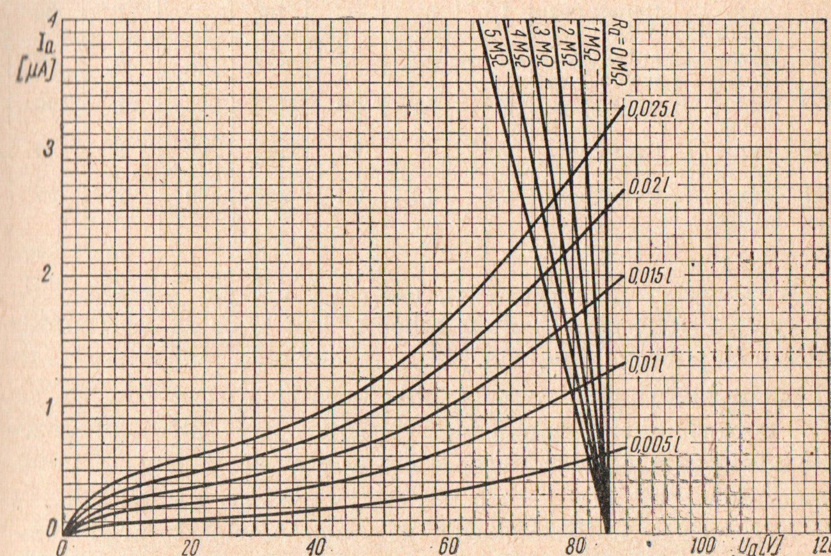
37.1. BUDOWA

Czułość fotodiody można powiększyć przez wprowadzenie do wnętrza lampy niewielkiej ilości gazu. Fotoelektrony emitowane z katody zderzają się na swej drodze do anody z cząsteczkami gazu i mogą powodować jonizację tych cząsteczek. W wyniku procesu jonizacji w obszarze międzyelektrodowym powstaje jon oraz dodatkowy elektron, przy czym przy dostatecznie dużej wartości napięcia U_a oba elektrony są zdolne do dalszej jonizacji. Wskutek lawinowego charakteru tego zjawiska liczba elektronów dolatujących do anody przewyższa wielokrotnie liczbę fotoelektronów startujących z katody, a prąd anody jest tyleż razy większy od prądu emisyjnego katody. Stosunek tych dwóch prądów nazywamy współczynnikiem uczulenia gazowego. Jego wartość zależy od rodzaju i ciśnienia gazu, odległości międzyelektrodowej i napięcia anody. W warunkach najczęściej spotykanych w fotodiodach gazowanych współczynnik ten wynosi 5÷10.

Fotodiody gazowane wypełnione są najczęściej argonem pod ciśnieniem rzędu 0,1÷1 Tr.

37.2. RODZINA CHARAKTERYSTYK

Przykład rodziny charakterystyk $I_a = f(U_a)$ takiej fotodiody pokazano na rysunku 37-1. Przy niewielkich wartościach napięcia U_a charakterystyki te przebiegają podobnie jak dla fotodiody próżniowej. Jonizacja cząsteczek gazu nie występuje bowiem w tym zakresie, albo nie ma jeszcze istotnego wpływu na wartość prądu I_a. W miarę powiększania napięcia anody powstaje coraz silniejsza jonizacja i prąd I_a wzrasta szybko ze wzrostem tego napięcia.



Rys. 37-1. Charakterystyki statyczne fotodiody typu 90 AG

W celu zapewnienia dostatecznie bezpiecznej pracy lampy oporność obwodu anodowego fotodiody powinna wynosić co najmniej 1 MΩ, a napięcie zasilające nie powinno przekraczać pewnej wartości dopuszczalnej wynoszącej zwykle 100÷150 V. Wartość ta leży zwykle znacznie poniżej napięcia zapłonu, które dla najczęściej spotykanych lamp jest rzędu 250÷300 V.

Dane techniczne fotodiod gazowanych firmy Philips podano w tablicy 37-1.

Czułością roboczą fotodiody gazowanej nazywamy stosunek prądu I_a (w warunkach roboczych) do wywołującego go strumie-

Tablica 37-1. Dane techniczne fotodiod firmy Philips

Typ	Wypełnienie wnętrza	Rodzaj fotokatody	Powierzchnia czuła fotokatody	Pojemność międzyelektrodowa	Maksymalny prąd ciemny	Czułość	Napięcie zasilania	Opornik obciążenia	Temperatura otoczenia
			cm²	pF	μA	μA/lm	V	MΩ	°C
58CG	gazowana	tlenek cezu	1,1	3	0,1	108	85	1	50
90AG	gazowana	antymonowo-cezowa	4	0,7	0,1	130	85	1	50
90CG	gazowana	tlenek cezu	2,4	0,6	0,1	125	85	1	50
3546	gazowana	tlenek cezu	0,9	2	0,1	150	90	1	50
3554	gazowana	tlenek cezu	5,2	3,4	0,1	150	90	1	50

nia świetlnego w początkowym, prawie liniowym zakresie charakterystyki roboczej. Czułość robocza jest większa od czułości zastosowanej fotokatody, nie jest ona jednakże równa tej ostatniej pomnożonej przez współczynnik uczulenia gazowego.

W porównaniu z fotodiodami próżniowymi fotodiody gazowane odznaczają się zasadniczą zaletą w postaci większej czułości. Jednocześnie mają one jednak następujące wady: spadek czułości przy wyższych częstotliwościach akustycznych, większy prąd ciemny (zwykle rzędu 0,1 μA), większe szumy, bardziej nieliniowy przebieg charakterystyki roboczej, większa skłonność do starzenia się i związana z tym mniejsza trwałość, większa wrażliwość na przeciążenie.

38. POWIELACZE FOTOELEKTRONOWE

38.1. BUDOWA

W powielaczach fotoelektronowych zostało wykorzystane zjawisko emisji wtórnej do wzmocnienia prądu fotoelektrycznego.

W szklanej bańce opróżnionej z powietrza poza fotokatodą

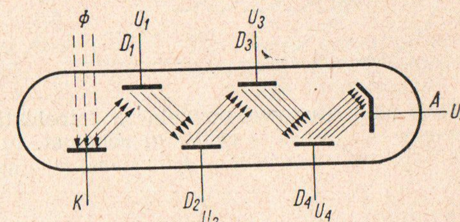
i anodą znajduje się jeszcze pewna liczba elektrod zwanych dynodami. Elektrony, emitowane z katody K pod wpływem padającego światła, zostają skierowane przez pole elektryczne do dynody D_1 i wybijają z niej wtórne elektrony. Następnie cały strumień elektronów kieruje się do dynody D_2, znajdującej się pod wyższym napięciem względem katody niż D_1, wytrącając z niej ponownie elektrony wtórne.

Taki proces zachodzi na wszystkich pozostałych dynodach. W ten sposób uzyskany strumień elektronów z ostatniej anody jest zbierany przez anodę A.

Pod względem budowy współczesne wielostopniowe powielacze fotoelektronowe można podzielić na trzy zasadnicze grupy:

1) powielacze fotoelektronowe z elektrodami ogniskującymi,
2) powielacze fotoelektronowe z siatkami,
3) powielacze fotoelektronowe liniowe elektrostatyczne.

Na rysunku 38-1 widoczny jest kształt i wymiary dynody powielacza z elektrodami ogniskującymi. Liczne badania wykazały, że podany układ elektrod charakteryzuje się dobrym ogniskowaniem strumienia elektronów i zapewnia prawie całkowite wykorzystanie elektronów wtórnych. Dzięki takiemu ustawieniu dynod elektron, który wydostał się z dowolnego punktu powierzchni dynody, pada na następną w jej środkowej części i strumień elektronów staje się w procesie kolejnego powielania coraz bardziej skupiony. Wprawdzie na ostatnich stopniach powielania ładunek przestrzenny wywiera ujemny wpływ na skupianie wiązki elektronów, jednak i w tym przypadku strumień elektronów nie wychodzi poza granice powierzchni dynody.

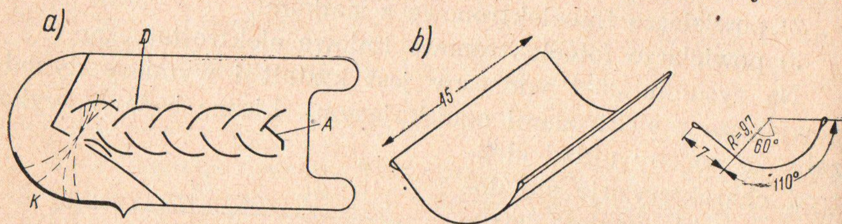


Rys. 38-1. Schemat ideowy powielacza fotoelektronowego

Powielacz fotoelektronowy kołowy stanowi odmianę konstrukcyjną powielaczy z elektrodami ogniskującymi. Jak widać na rysunku 38-2 przedstawiającym budowę dziesięciostopniowego powielacza typu RCA 931-A elektrody są rozłożone na obwodach dwóch kół współśrodkowych. Takie ustawienie elektrod pozwoliło

w znacznym stopniu skrócić bańkę powielacza bez zmniejszenia wymiarów elektrod.

Budowę powielacza ze specjalną elektrodo-siatką wyjaśnia rysunek 38-3. Półprzezroczysta fotokatoda jest naniesiona na wewnętrzną powierzchnię półkulistej części bańki i w jej górnej części ma swe wyprowadzenie. Zbieranie elektronów z fotokatody przez pierwszą dynodę dokonuje się za pomocą przesłony. Dynody powielacza są wytłaczane ze stopu aluminiowo-magnezowego, na powierzchni których zostaje osadzona warstwa tlenku magnezu emitująca elektrony. Dynody mają kształt półcylindrów i są tak umieszczone, że brzeg jednej znajduje się naprzeciwko środka drugiej. Wysokość półcylindrów wzrasta z kolejną liczbą dynody. Kierowanie elektronów z jednej dynody na drugą odbywa się



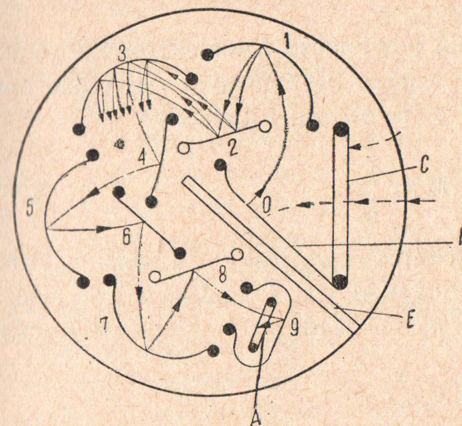
Rys. 38-2. Budowa powielacza fotoelektronowego z elektrodami ogniskującymi: *a*) schemat, *b*) kształt dynody
K — fotokatoda, *D* — dynoda, *A* — anoda;

dzięki stożkowej siatce połączonej z anodą. Wszystkie dynody oraz anoda mają wyprowadzenie na czternastonóżkowym cokole.

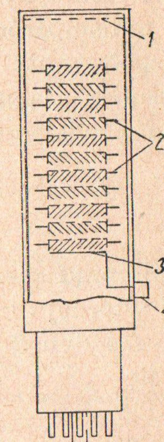
Powielacze fotoelektronowe liniowe charakteryzują się prostotą konstrukcji, dzięki której nie potrzeba żadnych czynników do kierowania strumienia elektronów z jednej dynody na drugą.

Jak wynika z rysunku 38-4, dynody powielacza liniowego są ustawione równolegle do siebie, bezpośrednio jedna za drugą. Wykonuje się je w postaci gęstych siatek, pokrytych warstwą emitującą, lub jako płytki z wycięciami o wyglądzie zbliżonym do żaluzji. Płytki kolejnych dynod są nachylone w przeciwne strony. Fotokatodę powielacza umieszczono od strony czołowej ścianki bańki. Strumień elektronów z fotokatody bombarduje dynodę i wybija z niej wtórne elektrony, które pod wpływem napięcia międzystopniowego padają wprost na następną dynodę.

Przed każdą z dynod jest umocowana cienka siateczka mająca za zadanie osłaniać wybite elektrony przed szkodliwym wpływem pola elektrycznego od poprzedzającej elektrody, mającej większy potencjał ujemny. Elektrony emitowane z ostatniego stopnia powielacza są zbierane przez anodę w kształcie płaskiego krążka.



Rys. 38-3. Budowa powielacza fotoelektronowego typu RCA 931-A
K — fotokatoda, *C* — siatka, *1 . . . 9* — dynody, *A* — anoda, *E* — mikowy ekran



Rys. 38-4. Budowa powielacza fotoelektronowego liniowego:
1 — fotokatoda, *2* — dynody, *3* — anoda, *4* — wyprowadzenie anody

Oprócz bardzo ważnej zalety, jaką jest prostota konstrukcji, powielacze fotoelektronowe liniowe mają również i wadę. W porównaniu z powielaczami o elektrodach ogniskujących, powielacze liniowe cechuje mniejszy współczynnik powielania poszczególnych dynod, co wpływa ujemnie na wartość współczynnika wzmocnienia.

38.2. WIELKOŚCI CHARAKTERYSTYCZNE

Całkowita czułość powielacza fotoelektronowego wyraża się iloczynem całkowitej czułości fotokatody C oraz współczynnika wzmocnienia powielacza M

$$C_f = C \cdot M \quad [\text{A/lm}]$$

Jak wynika ze wzoru, wartość ta jest M razy większa od czułości komórki fotoelektrycznej. Zwykle całkowitą czułość powielacza fotoelektronowego mierzy się w amperach na lumen lub w amperach na wat. W normalnych warunkach pracy prąd anodowy powielacza jest ograniczony maksymalną emisją elektronów z powierzchni dynod oraz fotokatody i nie przekracza wartości kilku miliamperów.

Współczynnik wzmocnienia powielacza fotoelektronowego jest to stosunek prądu fotoelektrycznego płynącego w obwodzie anodowym powielacza do prądu pierwotnego fotokatody

$$M = \frac{i}{i_0}$$

Jeśli prąd pierwotny fotokatody wynosi i_0, a współczynnik emisji wtórnej dla wszystkich dynod jest jednakowy i wynosi σ, liczba zaś dynod równa się n, to prąd na wyjściu powielacza wyniesie

$$i = i_0 \cdot \sigma^n$$

W praktycznym wykonaniu powielacza współczynniki emisji wtórnej jego dynod różnią się między sobą, ponieważ same powierzchnie emitujące nie są idealnie równe. Poza tym w każdym powielaczu należy się liczyć z pewnym rozproszeniem elektronów. Można to uwzględnić wprowadzając współczynnik ν, charakteryzujący skuteczność pracy danego stopnia powielania. Wtedy wzmocnienie k-tego stopnia wyrazi się wzorem

$$M_k = \nu_k \cdot \sigma_k$$

Współczynnik wzmocnienia całego powielacza wyniesie

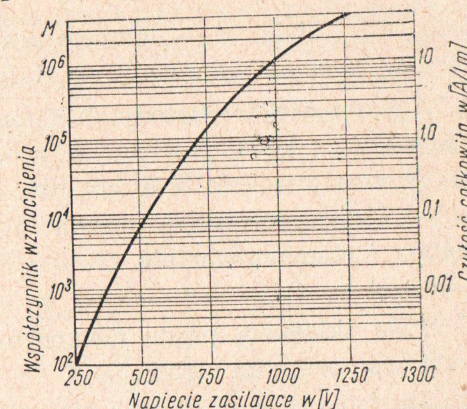
$$M = v_1\sigma_1 + v_2\sigma_2 + \ldots + v_n\sigma_n = \sum_{k=1}^{n} v_k\sigma_k$$

Ważną właściwością powielacza jest zależność współczynnika wzmocnienia od napięcia zasilającego. W praktyce najczęściej podawana jest zależność M od całkowitego napięcia, które składa się z dwóch napięć

$$U = U_0 + U_a$$

gdzie: U_0 — sumaryczne napięcie doprowadzone do wszystkich dynod, U_a — napięcie doprowadzone pomiędzy ostatnią dynodę i anodę.

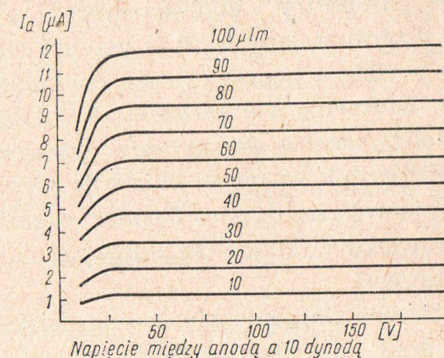
Typowa charakterystyka, przedstawiająca zależność współczynnika wzmocnienia od napięcia zasilającego powielacz z ogniskowaniem elektrostatycznym, pokazana jest na rysunku 38-5.



Rys. 38-5. Zależność współczynnika wzmocnienia i całkowitej czułości od napięcia zasilającego dla powielacza z ogniskowaniem elektrostatycznym

Charakterystyka anodowa powielacza elektronowego wyraża zależność prądu anodowego od napięcia między ostatnią dynodą i anodą, przy stałym napięciu na pozostałych elektrodach.

Typową rodzinę charakterystyk anodowych powielacza przedstawiono na rysunku 38-6.



Rys. 38-6. Charakterystyki anodowe powielacza fotoelektronowego

Charakterystyka świetlna powielacza fotoelektronowego określa zależność prądu fotoelektrycznego od strumienia świetlnego padającego na fotokatodę. Pomiary przeprowadzone z powielaczami różnych typów wykazały, że odchylenia charakterystyki świetlnej od liniowości nie przekraczają 3% w zakresie strumieni świetlnych od 10^{-13} do 10^{-4} lm. Przy strumieniach większych od 10^{-4} lm nieliniowość charakterystyki staje się znaczna.

Podstawową część prądu ciemnego stanowi wzmocniona emisja termoelektronowa fotokatody i pierwszych dynod. Wartość prądu

emisji termoelektronowej złożonych powierzchni, jakimi są fotokatoda i dynody, określona jest wzorem Richardsona

$$I_t = A \cdot T^2 \cdot e^{\frac{\varphi_0}{kT}}$$

gdzie: A — stała, T — temperatura zera bezwzględnego, φ_0 — praca wyjścia elektronów, k — stała Boltzmanna.

W przypadku fotokatody antymonowo-cezowej emisja termoelektronowa z 1 cm^2 powierzchni w temperaturze pokojowej wynosi około $(10^{-14} \div 10^{-15})$ A lub $10^4 \div 10^5$ termoelektronów na sekundę. Emisja termoelektronowa fotokatody z tlenku cezu jest większa i stanowi wartość rzędu $(10^{-12} \div 10^{-13})$ A na 1 cm^2 powierzchni.

Drugą składową prądu ciemnego jest prąd upływu między anodą a pozostałymi elektrodami. Oporność izolacji anody względem innych elektrod określa się opornością cokołu, do którego są dołączone elektrody powielacza, albo opornością szkła, jeżeli anoda ma bezpośrednie wyprowadzenie na szklanej bańce.

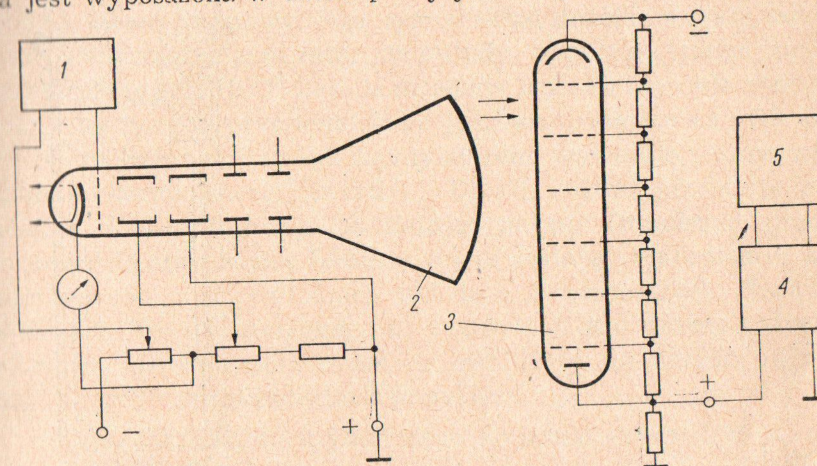
Zmęczenie powielacza fotoelektronowego polega na tym, że jego parametry i charakterystyki zmieniają się z biegiem czasu, przy czym zmiany te są w pewnej części nieodwracalne, częściowo zaś powstają podczas pracy powielacza i znikają po jej przerwaniu. Starzenie się powielacza fotoelektronowego, czyli powolne i nieodwracalne zmiany jego parametrów, jest związane z wpływem resztek gazów w bańce na wydajność emisji fotokatody i na emisję wtórną dynod. Spadek czułości powielacza zachodzi stale i prowadzi w końcu do zmniejszenia jej do 20÷50% wartości początkowej.

Proces starzenia się można osłabić przez dokładne odgazowanie stali, jak również przez stosowanie pochłaniacza gazów tzw. getteru.

Powielacze fotoelektronowe są zasilane napięciem stałym o wartości od paruset do paru tysięcy woltów. Można je zasilać bezpośrednio z suchych baterii wysokonapięciowych, bądź z sieci prądu zmiennego przy użyciu prostownika ze stabilizatorem napięcia.

38.3. ZASTOSOWANIE POWIELACZY FOTOELEKTRONOWYCH

Powielacze znalazły zastosowanie w wielu układach elektronicznych szczególnie zaś w układach pomiarowych. Jednym z zastosowań jest np. układ do pomiaru czasu poświaty luminoforów. Na rysunku 38-7 przedstawiony jest schemat urządzenia do pomiaru czasu poświaty luminoforów metodą oscylograficzną. Generator impulsów prostokątnych *1* wytwarza napięcie, które doprowadza się do siatki pierwszej lampy oscyloskopowej *2*. Lampa ta jest wyposażona w ekran pokryty badanym luminoforem. Do-



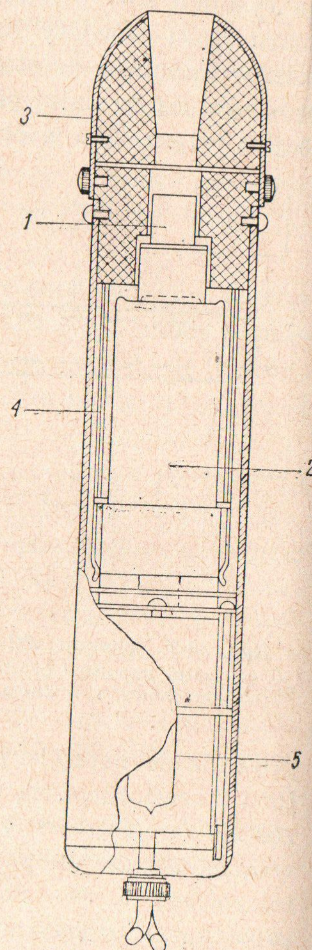
Rys. 38-7. Schemat układu do pomiaru czasu poświaty luminoforów: *1* — generator impulsów prostokątnych, *2* — lampa oscyloskopowa, *3* — powielacz fotoelektronowy, *4* — wzmacniacz szerokopasmowy, *5* — oscylograf pomiarowy

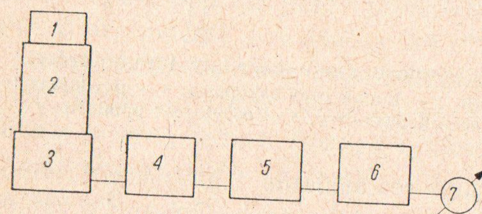
prowadzone napięcie powoduje rozjaśnianie i gaśnięcie luminoforu z częstotliwością impulsów prostokątnych. Opisany przebieg zostaje zarejestrowany przez powielacz fotoelektronowy *3* i przez wzmacniacz szerokopasmowy *4* doprowadzony do oscylografu pomiarowego *5*. Na ekranie oscylografu obserwuje się impulsy prostokątne zniekształcone poświatą luminoforu. Kształt tych impulsów jest zbliżony do przebiegu napięcia na rozładowującym się kondensatorze.

Czas poświaty jest określony pewnym okresem czasu, po którym jaskrawość świecenia luminoforu zmniejszy się do 1% wartości jaskrawości, jaka była w chwili wyłączenia źródła pobudza-

jącego. Do pomiaru wartości czasu poświaty służy odpowiednia podziałka czasowa. W urządzeniach mają zastosowanie takie powielacze fotoelektronowe, jak np. firmy RCA: 931-A, 5819 lub radzieckie typu ФЭУ-ВЭИ.

Rys. 38-9. Budowa licznika scyntylacyjnego:
1 — luminofor, 2 — powielacz fotoelektronowy, 3 — ołowiana osłona, 4 — ekran, 5 — wzmacniacz





Rys. 38-8. Schemat blokowy licznika scyntylacyjnego:
1 — luminofor, 2 — powielacz fotoelektronowy, 3 — wzmacniacz wstępny, 4 — wzmacniacz, 5 — dyskryminator, 6 — układ przeliczający, 7 — układ rejestrujący

Przyrząd do rejestracji promieniowania stosowany w lecznictwie składa się z powielacza fotoelektronowego, wzmacniacza prądu stałego, galwanometru i zasilacza. Strumień promieni ultrafioletowych powoduje w obwodzie anodowym zasilacza przepływ

prądu, który po wzmocnieniu mierzy się galwanometrem. Zwiększenie dokładności pomiaru uzyskuje się przez podzielenie całego zakresu pomiarowego na kilka podzakresów za pomocą odpowiednich filtrów.

Jedna z metod wykrywania i rejestracji promieniowania ciał promieniotwórczych jest oparta na wykorzystaniu zjawiska świetlnych błysków, tzw. scyntylacji.

Na rysunku 38-8 podano schemat blokowy licznika scyntylacyjnego. Podstawowymi częściami składowymi są luminofor i powielacz fotoelektronowy. Poza tym w skład licznika zwykle wchodzą: wzmacniacz, analizator amplitudy impulsów, układ przeliczający i rejestrujący. Zasada działania licznika scyntylacyjnego, polega na tym, że promieniowanie jądrowe, padające na substancję zwaną luminoforem lub scyntylatorem, wywołuje wtórne wypromieniowanie energii świetlnej. Błyski światła przejmuje powielacz fotoelektronowy oddziałując na nie impulsami prądu w obwodzie anodowym. Impulsy prądu zostają wzmocnione i zarejestrowane w odpowiednich układach elektronowych. Reakcja powielacza fotoelektronowego na scyntylacji jest prawie natychmiastowa, dzięki czemu może on być użyty do liczenia nawet przy dużych częstotliwościach impulsów.

Budowę licznika scyntylacyjnego wyjaśnia rysunek 38-9.

39. LAMPY ANALIZUJĄCE

39.1. UWAGI OGÓLNE

Lampa analizująca służy do przetwarzania informacji optycznych na odpowiadające im sygnały elektryczne.

Jest to więc lampa elektronopromieniowa, która:

1) przekształca obrazy lub sceny na wielkości elektryczne (najczęściej ładunki elektryczne),

2) zamienia przestrzenny rozkład tych wielkości elektrycznych na ich rozkład czasowy, uszeregowany zgodnie z przyjętym systemem wybierania.

Każda lampa analizująca zawiera więc, co najmniej, powierzchnię czułą na światło oraz zespół elementów umożliwiających wybieranie.

Lampy analizujące możemy podzielić na dwie zasadnicze grupy:

a) lampy natychmiastowego działania (tzw. nieakumulujące), w których poziom wyjściowego sygnału elektrycznego jest uwarunkowany ilością światła przychodzącą od określonego elementu obrazu w okresie czasu wybierania tego elementu,

b) lampy z tzw. akumulacją ładunku, w których poziom wyjściowego sygnału elektrycznego jest uwarunkowany ilością światła przychodzącą od określonego elementu obrazu w okresie czasu wybierania. W tego typu lampach zachodzi najpierw zarejestrowanie obrazu (zapisanie), a następnie odczytanie, czyli przetworzenie na sygnał wizyjny.

Lampy natychmiastowego działania (bez akumulacji) charakteryzują się małą czułością. Dla uzyskania z nich sygnału o wartości dostatecznie dużej w stosunku do poziomu szumów występujących w układzie wymagają one bardzo silnego oświetlenia nadawanych scen.

Lampy akumulujące charakteryzują się czułością o kilka rzędów wielkości większą od czułości lamp nieakumulujących. Duża czułość tych lamp wynika z wielokrotnie większego wykorzystania światła przychodzącego ze sceny. Ich czułość zbliżona jest do czułości oka ludzkiego.

Proces zapisu informacji odbywa się tu z reguły przez akumulację ładunków elektrycznych, będących wynikiem przemiany zjawisk optycznych na elektryczne lub też emisji wtórnej, wywoływanej przez fotoelektrony obrazu elektronowego. Przestrzenny rozkład tych ładunków oraz ich wartości odpowiadają rozkładowi natężeń światła w obrazie nadawanej sceny.

Odczyt odbywa się za pomocą promienia elektronowego poruszającego się ruchem wybierającym i powodującego uwalnianie ładunków oraz powstawanie sygnału wizyjnego.

Ze względu na sposoby wybierania elektrody akumulującej lampy analizujące wykorzystujące zasadę akumulacji dzielą się na dwie grupy, a mianowicie na:

a) lampy akumulujące z wiązką wybierającą o dużej prędkości elektronów, do których należą ikonoskop, superikonoskop, monoskop,

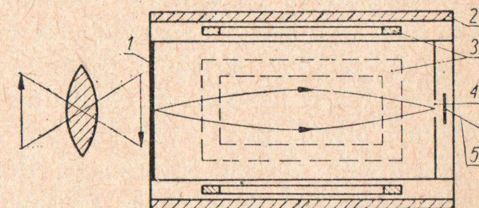
b) lampy akumulujące z wiązką wybierającą o małej prędkości elektronów, jak ortikon, ortikon obrazowy, widikon.

Obie grupy lamp w sposób zasadniczy różnią się swoimi własnościami.

39.2. DYSEKTOR OBRAZU

Dysektor obrazu jest lampą analizującą bez akumulacji, czyli o natychmiastowym działaniu.

Lampa zawiera jedynie fotokatodę i elektrodę zbierającą (anodę) przesłoniętą płytką z otworem (diafragmą) (rys. 39-1). Pomiędzy fotokatodę i płytkę z otworem przyłożone jest napięcie stałe.



Rys. 39-1. Dysektor obrazu: 1 — półprzezroczysta fotokatoda, 2 — cewka skupiająca, 3 — cewki odchylające, 4 — otwór wybierający — diafragma, 5 — anoda

Pod wpływem strumienia świetlnego — przychodzącego od nadawanego obrazu — fotokatoda emituje elektrony. Ze względu na to, że fotokatoda jest półprzezroczysta światło może przez nią przenikać i wywoływać emisję skierowaną w głąb lampy. Z każdego elementu powierzchni fotokatody wyemituje liczba elektronów proporcjonalna do wartości strumienia świetlnego padającego na dany element fotokatody. Wyemitowane elektrony będą się przesuwały w głąb lampy pod wpływem dodatniego (w stosunku do fotokatody) napięcia doprowadzonego do płytki z otworem. W ten sposób informacje optyczne zawarte w nadawanej scenie zostają przetworzone na różne liczby fotoelektronów, które emitują z poszczególnych elementów fotokatody.

W przekroju poprzecznym do osi lampy mamy więc różne gęstości elektronów, odpowiednio do różnych luminancji występujących w nadawanym obrazie. Obraz optyczny został w ten sposób zamieniony na obraz elektronowy, w którym gęstość elek-

tronów w danym miejscu powierzchni przekroju poprzecznego lampy jest proporcjonalna do luminancji odpowiedniego miejsca nadawanego obrazu, sprojektowanego optycznie na fotokatodę.

Fotoelektrony wiązki, poruszające się z dużą prędkością, kończą swą drogę na płytce z otworem. Jedynie te z nich, które znajdą się naprzeciw otworu przenikną dalej i trafią do elektrody zbierającej (anody). W obwodzie anodowym popłynie wówczas prąd o natężeniu odpowiadającym liczbie fotoelektronów, które wyemitowały z określonego elementu fotokatody (w danym przypadku z elementu znajdującego się w jej środku).

Ponieważ otwór jest nieruchomy w przestrzeni, więc chcąc dokonać wybierania obrazu należy cały obraz elektronowy przesuwać przed otworem (zgodnie z ustaloną metodą wybierania), aby poprzez otwór przenikały kolejno fotoelektrony emitowane z poszczególnych elementów fotokatody. Średnica otworu ogranicza nam tym samym rozmiar elementu obrazu.

Sposób analizy obrazu w dysektorze jest w pewnym stopniu odwrotny niż w urządzeniu analizującym z tarczą Nipkowa. Tam ruchomy otwór przesuwał się po powierzchni nieruchomego w przestrzeni obrazu optycznego, tutaj zaś elektronowy odpowiednik obrazu optycznego przesuwa się przed nieruchomym otworem.

Ruch wybierający wiązki elektronów tworzącej obraz elektronowy może się tu odbywać za pomocą odchylania magnetycznego, przy użyciu dwu par wzajemnie prostopadłych cewek odchylających zasilanych odpowiednio prądami o kształtach zębatych oraz o częstotliwościach równych częstotliwościom wybierania w kierunkach poziomym i pionowym.

W celu poprawienia czułości i stosunku sygnału do szumu dysektor uległ modyfikacji.

Półprzezroczystą fotokatodę zastąpiono fotokatodą nieprzezroczystą, co spowodowało konieczność posługiwania się obiektywami długoogniskowymi i projektowania obrazu poprzez całą długość lampy.

Dla uzyskania lepszego stosunku sygnału do szumu i powiększenia wartości sygnału wyjściowego z lampy elektrodę zbierającą zastąpiono wielostopniowym powielaczem elektronowym, którego pierwsza dynoda gra rolę elektrody zbierającej. Uzyskany w konsekwencji stosunek sygnału do szumu jest większy i pozwoliło to zmniejszyć wymagane naświetlenie nadawanych scen do poziomu rzędu 10 000 lx.

Główne zastosowanie znalazł dysektor obrazu w urządzeniach telewizyjnych przeznaczonych do nadawania filmów kinematograficznych, bowiem w tym przypadku, wobec małych rozmiarów klatki filmowej, uzyskanie naświetleń rzędu 10 000 lx lub więcej jest stosunkowo łatwe.

39.3. IKONOSKOP

Jest to analizująca lampa akumulująca z wybierającą wiązką elektronów o dużej prędkości.

Ikonoskop składa się z elektrody akumulującej w formie mozaiki fotoelektronowej, wyrzutni elektronów (najczęściej o skupianiu elektrostatycznym) oraz pierścieniowego kolektora, umieszczonego pod mozaiką i połączonego z ostatnią anodą przyspieszającą wyrzutni. Nadawanie wiązce elektronów ruchu wybierającego odbywa się tu najczęściej za pomocą cewek odchylających umieszczonych na zewnątrz lampy. Zasadnicze elementy ikonoskopu są umieszczone wewnątrz próżniowej bańki szklanej.

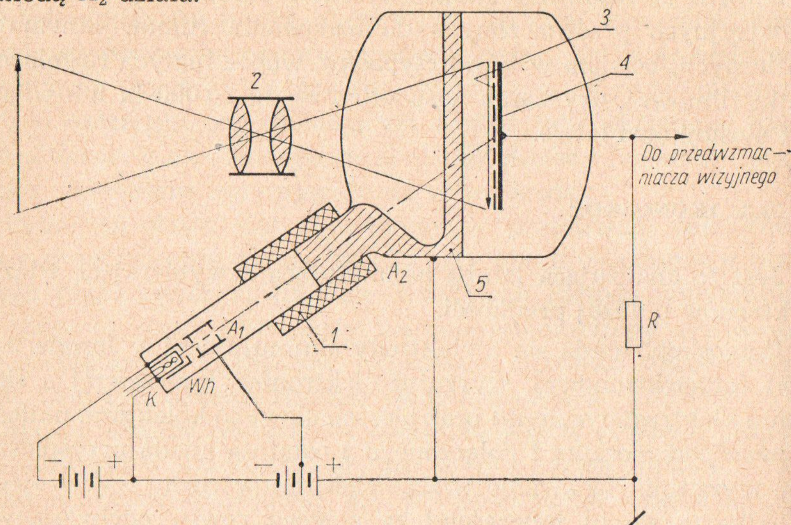
Najczęściej spotykaną konstrukcję ikonoskopu pokazano na rys. 39-2, zaś na rys. 39-3 pokazano wygląd typowych ikonoskopów.

Katoda, elektroda sterująca oraz pierwsza (A_1) i druga (A_2) anoda tworzą działo elektronowe, wytwarzające komutujący strumień elektronów. Szyjka tworzy z osią optyczną elektronówki kąt ostry, rzędu 30°. Jest to spowodowane niemożliwością umieszczenia działa elektronowego przed mozaiką, gdyż zasłaniałoby ono światło padające na nią. W celu uzyskania ostrego obrazu na powierzchni mozaiki bardzo ważne jest prostopadłe umieszczenie mozaiki w stosunku do osi optycznej obiektywu.

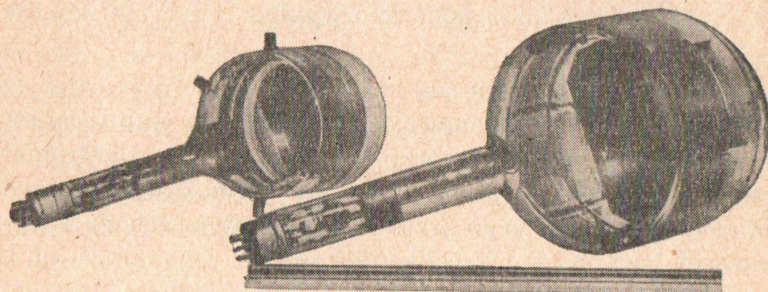
Anoda A_2 działa elektronowego spełnia jednocześnie zadanie anody dla wszystkich fotokatod, naniesionych na płytkę izolacyjną. Płyta sygnałowa jest bezpośrednio połączona z siatką sterującą pierwszej elektronówki wzmacniacza wizyjnego. Prąd strumienia kumutującego można uregulować przez zmianę napięcia począt-

kowego elektrody sterującej. Strumień elektronów jest odchylany za pomocą cewek odchylających i tworzy tło na mozaice.

Płyta sygnałowa jest połączona przez oporność obciążenia R z anodą A_2 działa.



Rys. 39-2. Ikonoskop:
1 — cewki odchylające, 2 — obiektyw, 3 — mozaika światłoczuła, 4 — płytka sygnałowa, 5 — kolektor, K — katoda, W_h — cylinder Wehnelta, A_1, A_2 — anody przyspieszające



Rys. 39-3. Wygląd typowych ikonoskopów: z lewej strony — w wykonaniu USA, z prawej strony — w wykonaniu ZSRR

Proces technologiczny produkcji mozaiki wygląda następująco. Na płytkę mikową napyla się bardzo cienką warstewkę węglanu srebra. Następnie płytka zostaje wprowadzona na kilka sekund do pieca o temperaturze rzędu 800°C.

W tej temperaturze następuje redukcja, wydziela się srebro i mika zostaje pokryta mikroskopijnymi kropelkami czystego srebra, które w następnej fazie podlega obróbce, podobnie jak katody przetworników fotoelektrycznych cezowych. Przy takim procesie otrzymuje się mozaikę składającą się z ziaren o przeciętnej średnicy rzędu 0,001 mm. Strumień elektronowy pokrywa od razu dużą grupę ziaren (ponad 100), tak że indywidualne różnice w kształcie, wymiarach czy rozmieszczeniu poszczególnych ziaren nie mają znaczenia podczas komutacji.

Parametry ikonoskopu, który znalazł szerokie zastosowanie i który do dzisiejszego dnia pracuje w kamerach telewizyjnych zostały przedstawione w tabl. 39-1.

Tablica 39-1. Dane typowego ikonoskopu

Napięcie żarzenia	6,3 V
Prąd żarzenia	0,6 A
Napięcie anody pierwszej	190 V
Napięcie anody drugiej	750 V
Napięcie zatkania wiązki	−40 V
Prąd wiązki	0,25 μA
Wymiary mozaiki	120×90 mm²
Liczba ziaren jednocześnie komutowanych przez wiązkę	100÷1000
Grubość izolacyjnej płyty mikowej	0,025÷0,050 mm
Współczynnik zapełnienia mozaiki	30÷40%
Pojemność na jednostkę powierzchni mozaiki	10^{-10} F/cm²
Czułość mozaiki	10 — 15 μA/lm

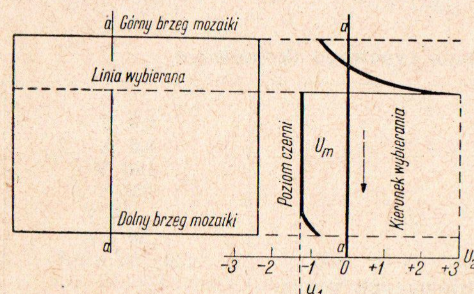
Przy energii elektronów pierwotnych rzędu 700÷1000 V, średni współczynnik emisji wtórnej mozaiki jest rzędu 4—5. Ponieważ mozaika jest izolowana od drugiej anody i od płyty sygnałowej, to jej potencjał, jako potencjał tarczy izolowanej, pod wpływem bombardowania elektronami staje się o kilka woltów wyższy od potencjału drugiej anody zbierającej elektrony wtórne.

Na rys. 39-4 z lewej strony przedstawiono roboczą powierzchnię mozaiki. Niech w rozpatrywanej chwili czasu następuje wybieranie pewnej linii, zaznaczonej linią przerywaną. Badanie wykazuje, że rozkład potencjału na nie oświetlonej mozaice wzdłuż prostej *aa*, prostopadłej do linii, w chwili komutacji danej linii ma kształt przedstawiony na tym samym rysunku po prawej

stronie krzywą grubą. Bezpośrednio pod wiązką komutującą mozaika osiąga potencjał około +3 V.

Nadmiar elektronów wtórnych, wybijanych przez wiązkę z mozaiki, dąży przede wszystkim do wybranych przed chwilą przez wiązkę fragmentów mozaiki, mających dodatni potencjał. Widzimy więc, że potencjał tych fragmentów będzie się ciągle obniżał. Takie „osiadanie" elektronów wtórnych będzie się odbywało tak długo, dopóki rozpatrywany fragment mozaiki nie naładuje się do pewnego ujemnego potencjału równowagi statycznej u_1, przy którym elektrony wtórne, wylatujące z mozaiki z pewną prędkością początkową, nie będą mogły przezwyciężyć pola hamującego. Pomiary wykazały, że potencjał ten jest równy przeciętnie $u_1 = -1{,}5$ V.

Z tego widzimy, że pomiędzy mozaiką a anodą istnieje bardzo małe pole przyspieszające (wyciągające), wskutek czego w pobliżu mozaiki powstaje stosunkowo duży ładunek przestrzenny elektronów.



Rys. 39-4. Chwilowy rozkład dynamicznego potencjału mozaiki

Potencjał równowagi u_1 nie powstaje od razu, lecz stopniowo w miarę powrotu elektronów wtórnych. Dlatego potencjał u_1 z rysunku 39-4 będą miały tylko odcinki mozaiki, leżące przed linią komutowaną. Około jednej trzeciej wszystkich linii tła, znajdujących się z tyłu za linią wybieraną, ma potencjał wyższy od u_1.

Rozkład potencjałów, przedstawiony na rys. 39-4 po prawej stronie, należy sobie wyobrazić jako przesuwający się z góry w dół w czasie procesu wybierania.

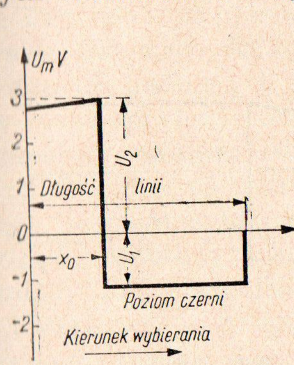
Rozkład potencjałów w pewnej chwili wzdłuż linii nie oświetlonej pokazano na rys. 39-5. W rozpatrywanej chwili wiązka komutująca znajduje się w odległości x_0 od początku linii. Odcinki znajdujące się z lewej strony od wiązki mają zmniejszający się stopniowo potencjał.

Rozkład potencjałów na mozaice oświetlonej obrazem optycznym tworzy rozkład pola potencjalnego. Rozpatrzymy przebieg

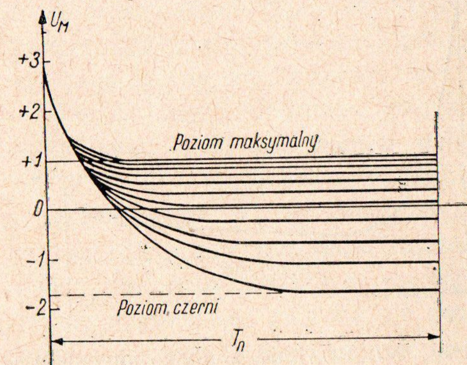
zmiany potencjału u_M dowolnego punktu, tj. elementu mozaiki.

Niech w chwili $t = 0$ wiązka opuszcza dany element mozaiki. Wtedy, jeżeli ten element nie jest oświetlony, potencjał jego będzie się obniżał według dolnej krzywej z rys. 39-6 i po upływie około 1/3 okresu wybierania pionowego osiągnie poziom u_1, tj. poziom czerni.

Jeżeli element jest oświetlony, to szybkość z jaką maleje jego potencjał będzie mniejsza, gdyż występująca tu fotoemisja powoduje wzrost potencjału. Osiągany potencjał równowagi jest potencjałem dynamicznym i odpowiada równowadze strumienia fotoelektronów odlatujących z mozaiki i strumienia przychodzących elektronów wtórnych.



Rys. 39-5. Chwilowy rozkład potencjałów wzdłuż linii nie oświetlonej

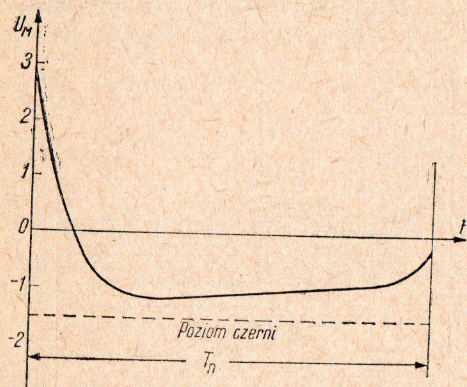


Rys. 39-6. Ustalanie się potencjałów równowagi dla różnych natężeń oświetlenia

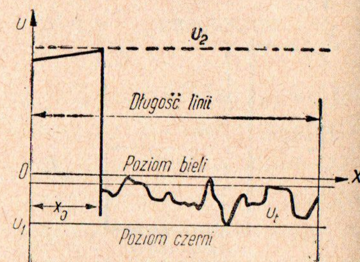
Im oświetlenie mozaiki jest większe, tym wyższy będzie potencjał równowagi. Przy bardzo dużym oświetleniu zasadniczy wpływ mają fotoelektrony, przy czym potencjał równowagi, jako potencjał izolowanej fotokatody, będzie miał niewielką wartość dodatnią. Bez względu na wartość oświetlenia, potencjał równowagi nie może osiągnąć wartości większej od pewnej granicy, określonej przez największą szybkość wylotu fotoelektronów. W ten sposób staje się zrozumiałe, że maksymalna wartość potencjału przy wzroście oświetlenia dąży do granicy rzędu $+0{,}5 \div 1{,}0$ V, jak przedstawiono na rys. 39-6.

W rzeczywistości potencjał u_M oświetlonego odcinka, po osiągnięciu pewnego minimum, zaczyna rosnąć. Ten wzrost następuje

szczególnie gwałtownie przy końcu okresu przed kolejnym ponownym nadejściem wiązki komutującej. Jest to wytłumaczone tym, że przy końcu okresu T znaczna część fotoelektronów ma możliwość opuszczenia rozpatrywanego odcinka, ponieważ istnieje pole przyspieszające w kierunku sąsiednich części mozaiki przed chwilą naładowanych dodatnio przy komutowaniu. Widzimy z tego, że przebieg akumulacji ładunku (powstawanie rozkładu pola potencjalnego) nie odbywa się wcale przez cały okres T_n. W pierwszej części okresu T_n, gdy $u_M > 0$, wszystkie fotoelektrony wracają z powrotem na mozaikę. Proces powstawania rozkładu



Rys. 39-7. Przykład zmiany potencjału odcinka oświetlonej mozaiki



Rys. 39-8. Chwilowy rozkład potencjałów wzdłuż linii oświetlonej

pola potencjalnego następuje najbardziej intensywnie przy końcu okresu między kolejnymi komutacjami. Zjawisko to jest zilustrowane na rys. 39-7 krzywą u_M.

Na rys. 39-8 analogicznym do rysunku 39-5 przedstawiono rozkład potencjałów wzdłuż oświetlonej linii w chwili, gdy wiązka komutująca znajduje się w punkcie x_0.

W prawo od tego punktu przedstawiono rozkład potencjałów zawierających przyszły sygnał obrazu.

Bez względu na to, jaki jest potencjał pierwotny rozkładu u_E, przy dostatecznie dużym prądzie wiązki zostaje osiągnięty potencjał u_2 (3 V). W ten sposób procesowi komutacji towarzyszy wyrównanie pola potencjalnego (doprowadzenie potencjału wszystkich elementów mozaiki do poziomu u_2).

Ilość elektronów wtórnych, zdolnych do opuszczenia danego elementu mozaiki podczas komutacji i do trafienia na anodę, jest większa w tych miejscach, gdzie poziom obrazu pola potencjalnego jest niższy, tj. w miejscach ciemnych.

Jest to wytłumaczone tym, że pole wyciągające (przyspieszające) jest silniejsze przy fragmentach ciemnych, a słabsze przy jasnych.

Należy podkreślić, że ogólna ilość elektronów wtórnych, wybijanych przez strumień komutujący, jest wszędzie jednakowa, lecz na anodę trafia więcej elektronów wtórnych z miejsc ciemnych niż z jasnych.

Przy oświetlonej mozaice i ustabilizowanych warunkach nadawania stabilnego obrazu nieruchomego średni prąd elektronów wtórnych, trafiających na anodę, plus ogólny prąd fotoelektronów są równe prądowi strumienia komutującego. Jednakże podczas komutacji rozkładu pola potencjalnego prąd elektronów wtórnych, trafiających na anodę, nie jest stały, ponieważ przy komutacji fragmentów jasnych prąd jest mniejszy, a przy ciemnych — większy. Widzimy więc, że sygnał użyteczny powstaje kosztem zmiany liczby elektronów wtórnych, opuszczających mozaikę i trafiających na anodę. Na płycie sygnałowej zwalnia się przy tym odpowiednia ilość ładunków dodatnich, spływających przez oporność obciążenia i tworzących sygnał.

Ikonoskop nie może dawać składowej stałej, ponieważ mozaika jest odizolowana i dla składowej stałej nie ma przejścia w obwodzie wyjściowym.

W zwyczajnym ikonoskopie akumulacja energii świetlnej nie jest w pełni wykorzystana.

Brak dostatecznej wartości pola przyspieszającego między mozaiką a anodą prowadzi przede wszystkim do tego, że prąd fotoelektronów, tworzących rozkład pola potencjalnego, jest o wiele mniejszy od prądu nasycenia. Znaczna część fotoelektronów wybijanych przez strumień świetlny z powierzchni mozaiki nie może przezwyciężyć hamującego oddziaływania ładunku przestrzennego między mozaiką a anodą i powraca na mozaikę.

Ten sam ładunek przestrzenny zmusza do powrotu na mozaikę większej części elektronów wtórnych, opuszczających dany element.

Na anodę trafia przeciętnie $1/\sigma$ część prądu i_2. Dlatego też zmniejszają się trzy- lub czterokrotnie zmiany prądu i_2 wytwarzające sygnał użyteczny $i_{syg} = \Delta i_2/\sigma$.

A więc samo zróżnicowanie rozkładu pola potencjalnego jest o wiele mniejsze od możliwego. Oprócz tego podczas komutacji traci się również 3/4 sygnału wywołanego zmianą prądu i_2. Pomiary wykazują, że w ikonoskopie wykorzystuje się nie więcej niż $3 \div 6\%$ zysku, jaki daje akumulacja.

Poziom czerni w rozkładzie pola potencjalnego nie jest wszędzie jednakowy, jak zakładano, (−1,5 V). Ma tu wpływ różnica w rozmieszczeniu poszczególnych części mozaiki w stosunku do anody i do wiązki komutującej. Wskutek tego ładunek przestrzenny jest nierównomierny. Ogólnie rzecz biorąc, gęstość ładunku jest większa w części środkowej, a mniejsza na brzegach. Oprócz tego dolna część mozaiki, odpowiadająca ostatnim liniom, podlega mniejszemu działaniu wracających elektronów wtórnych niż części środkowe, ponieważ wiązka od razu zostaje odchylona do góry. Z tego samego powodu prawe brzegi linii otrzymują mniejszą liczbę elektronów wtórnych.

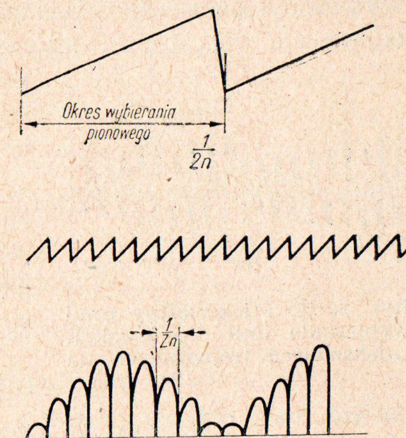
Wskutek tego poziom czerni okazuje się wyższy w dolnych i prawych partiach niż w pozostałych częściach mozaiki. Można powiedzieć, że poziomowi czerni odpowiada na mozaice znaczne wgłębienie potencjałowe.

Kompensację szkodliwych sygnałów czarnej plamy przeprowadza się za pomocą specjalnych impulsów wytwarzanych w dość skomplikowanych układach. Idea takiej kompensacji polega na wytworzeniu sygnałów, które doprowadzone oddzielnie do siatki kineskopu stworzyłyby na ekranie plamę białą o takim samym kształcie i intensywności, jak czarna plama ikonoskopu.

Kształt czarnej plamy zmienia się nie tylko w zależności od egzemplarza ikonoskopu, lecz także od poziomu oświetlenia i treści obrazu. Dlatego nie możemy mówić o pełnej kompensacji czarnej plamy.

Sygnał kompensujący zawiera w praktyce minimum trzy składowe. Kształty tych składowych dla jednego z racjonalnych rozwiązań przedstawiono na rys. 39-9. Amplitudy poszczególnych składowych są regulowane. Dwa napięcia piłokształtne są zsynchronizowane odpowiednio z wybieraniem poziomym i pionowym. Składowa trzecia w kształcie paraboli o częstotliwości wybierania linii jest zmodulowana parabolą o częstotliwości wybierania pionowego. Taka forma sygnałów pozwala na częściowe skompensowanie czarnej plamy o okrągłym lub owalnym kształcie.

Sygnały kompensujące czarną plamą zostają zmieszane z sygnałami obrazu w jednym ze stopni wzmacniacza wizyjnego. Ponieważ kształt plamy zależy od treści obrazu, w czasie nadawania widowiska specjalny operator obserwując obraz na monitorze kontrolnym, reguluje intensywność i kształt impulsów kompensujących.



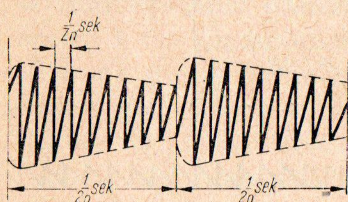
Rys. 39-9. Sygnały do kompensacji „czarnej plamy" ikonoskopu

Czarna plama zmniejsza się przy zmniejszeniu prądu wiązki komutującej, gdyż zmniejsza się przy tym intensywność ładunku przestrzennego. Jednakże powoduje to zmniejszenie się w znacznym stopniu sygnału użytecznego, gdyż pole potencjałowe nie zostaje w pełni rozładowane. Prąd roboczy wiązki dobiera się w ten sposób, aby można było uzyskać maksymalny sygnał (maksymalną czułość) przy takiej plamie, którą jeszcze można skompensować.

Plamę można nieco zmniejszyć przez zastosowanie dodatkowego oświetlenia mozaiki, powodującego równomierniejszy rozkład ładunku przestrzennego. Reasumując można skonstatować, że podstawowymi wadami ikonoskopu są: mała czułość i zjawisko czarnej plamy. Wady te są następstwem istnienia emisji wtórnej podczas komutacji mozaiki oraz braku pola wyciągającego. Właśnie emisja wtórna określa potencjał tarczy izolowanej i stabilizuje go w pobliżu potencjału anody będącej kolektorem dla elektronów wtórnych. Stąd wynika droga do udoskonalenia ikonoskopu. Udoskonalenie to będzie polegać na usunięciu lub zmniejszeniu emisji wtórnej oraz na stworzeniu dostatecznego pola wyciągającego.

Ponieważ oś działa elektronowego tworzy kąt ostry z normalną do mozaiki, więc kreślone przez wiązkę linie dolne znajdujące się blisko szyjki elektronówki, będą krótsze od linii górnych. W wyniku tego tło ma kształt trapezu, którego większa podstawa jest maksymalnie oddalona od szyjki elektronówki.

Jeden ze stosowanych sposobów korekcji zniekształceń trapezowych polega na tym, że wartość maksymalna prądu piłokształtnego wybierania linii jest modulowana napięciem piłokształtnym wybierania pionowego, jak to pokazano na rys. 39-10. Rysunek odpowiada wybieraniu międzyliniowemu. Głębokość modulacji prądu piłokształtnego jest dobierana doświadczalnie w oparciu o obraz kontrolny.



Rys. 39-10. Piłokształtny prąd wybierania linii dla korekcji zniekształceń trapezowych tła

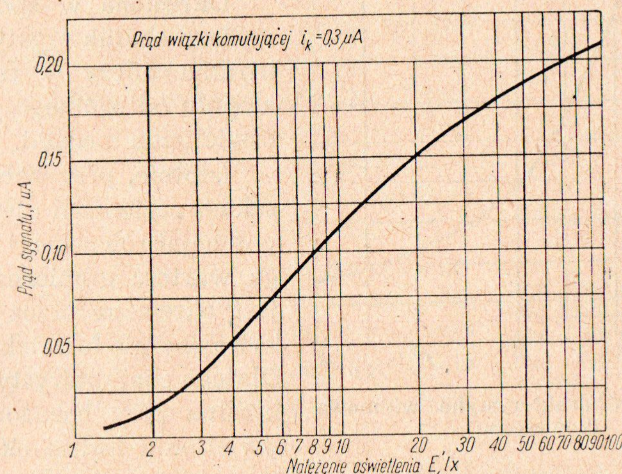
Do korekcji zniekształceń trapezowych może być również stosowane prawie stałe, niejednorodne pole magnetyczne, wytworzone u wylotu strumienia z szyjki elektronówki.

Ponieważ wartość prądu komutującego jest mała, to można robić bardzo małe otwory przysłon, ograniczających wiązkę w dziale elektronowym. Wskutek tego powstaje wiązka różniąca się w małym stopniu od wiązki paraksjalnej. Plamka komutująca ma na mozaice bardzo małą średnicę, a głębia ostrości skupiania jest bardzo duża. Dlatego nachylenie osi działa nie powoduje rozogniskowania wiązki, pomimo że poszczególne odcinki mozaiki znajdują się w różnej odległości od drugiej soczewki działa elektronowego. W celu usunięcia ewentualnego rozogniskowania można wprowadzać do prądu cewki ogniskującej niewielką składową piłokształtną, odpowiadającą prądowi odchylania pionowego.

Przez charakterystykę świetlną ikonoskopu należy rozumieć zależność prądu sygnału (liczonego od poziomu czerni) od oświetlenia mozaiki. Taka charakterystyka daje ocenę ilościową przekształcenia obrazu optycznego w sygnał elektryczny.

Sygnał obrazu jest proporcjonalny do różnicy dwu potencjałów równowagi mozaiki $u_{E1}-u_{cz}$. Dlatego z rodziny krzywych ustalania się tych potencjałów (rys. 39-6) można wywnioskować, że charakterystyka świetlna ikonoskopu może być linearna jedynie na początku przy małym oświetleniu i że dalej powinno nastąpić nasycenie.

Prąd wiązki komutującej i prądy sygnału są w ikonoskopie zawsze bardzo małe. Dlatego napięcie sygnału na oporności obciążenia jest zawsze o wiele mniejsze od różnic potencjałów na polu potencjalnym $u_{E1}-u_{cz}$. Oznacza to, że prąd sygnału nie zależy praktycznie od oporności obciążenia. Ikonoskop ma bardzo dużą oporność wewnętrzną, wielokrotnie większą od możliwych oporności obciążenia. Tak ikonoskop, jak i przetwornik fotoelektryczny mogą być uznane za generatory o stałej wydajności prądowej.



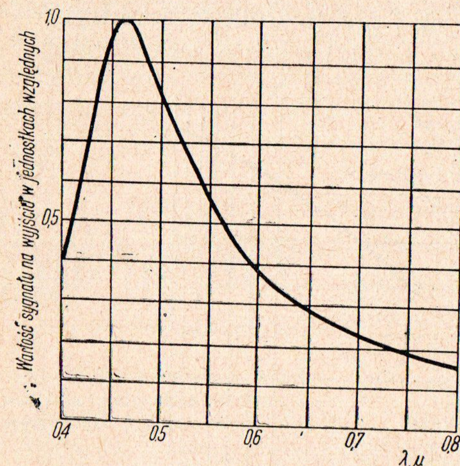
Rys. 39-11. Charakterystyki świetlne ikonoskopu

Jedną z typowych charakterystyk świetlnych przedstawiono na rys. 39-11. Z charakterystyki tej widzimy, że rzeczywiście jej nachylenie maleje w miarę zwiększania oświetlenia. Jeżeli założymy, że najbardziej oświetlony fragment obrazu powinien mieć oświetlenie rzędu 50 lx, to maksymalny prąd sygnału będzie rzędu 0,2 μA. Przy oporności obciążenia równym 10^5 Ω, napięcie sygnału będzie rzędu 20 mV. Tyle właśnie wynosi wartość międzyszczytowa sygnału od czerni do bieli dla stosunkowo wielkich szczegółów obrazu. Przy nadawaniu drobnych szczegółów różnica wartości sygnału będzie znacznie mniejsza wskutek wpływu pojemności bocznikujących. Sam kształt charakterystyki świetlnej

o stopniowo malejącym nachyleniu jest nawet korzystny, gdyż pozwala na pracę w dużym zakresie oświetleń, dlatego ikonoskop nie jest wrażliwy na przeciążenie.

Jeżeli w polu widzenia kamery znajdą się obiekty o bardzo dużej jaskrawości, na przykład źródła światła, to nasycenie charakterystyki świetlnej tłumi sygnał tych obiektów.

Przez charakterystykę widmową ikonoskopu należy rozumieć zależność sygnału obrazu od długości fali padającego strumienia światła przy stałej mocy tego promieniowania w widmie.



Rys. 39-12. Charakterystyka widmowa ikonoskopu

Określona w sposób powyższy charakterystyka spektralna zależy w znacznym stopniu od ogólnego poziomu oświetlenia mozaiki.

Istotnie, przy bardzo wysokich poziomach oświetlenia potencjał równowagi u_E osiąga wartość graniczną, która jest określona przez początkową energię fotoelektronów. Dlatego charakterystyka spektralna przy bardzo dużym oświetleniu będzie określona przez te maksymalne poziomy u_m. Ta graniczna charakterystyka spektralna jest określona zależnością

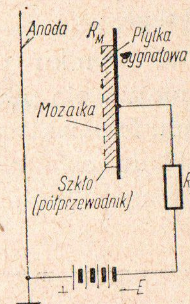
$$u_m = \frac{hc}{\lambda e} - \frac{A}{e} \tag{39.1}$$

gdzie A oznacza pracę wyjścia dla danego typu fotokatody.

Odwrotnie przy bardzo małym poziomie oświetlenia potencjały równowagi u_E zależą w pewnym stopniu nie tylko od początkowych prędkości wyjścia fotoelektronów, lecz także od prądu fotoelektronów. W ten sposób przy małych oświetleniach, charakterystyka widmowa ikonoskopu jest zbliżona w pewnej mierze do charakterystyki widmowej zwyczajnego przetwornika fotoelektrycznego, którego katoda jest wykonana, jak ziarna mozaiki.

Doświadczenia wykazały, że charakterystyka widmowa ikonoskopu z mozaiką tlenkowo-cezową przy normalnym oświetleniu nie ma w swojej części długofalowej charakterystycznego drugiego maksimum.

Jak widać na rys. 39-12, charakterystyka spektralna w swoim przebiegu długofalowym jest zbliżona swym kształtem do krzywej hiperbolicznej, odpowiadającej charakterystyce granicznej (39.1). Brak drugiego maksimum jest wytłumaczalny małymi początkowymi prędkościami wylotu w obszarze czerwieni i infraczerwieni widma.



Rys. 39-13. Wyjaśnienie działania mozaiki na półprzewodniku: R_M — oporność półprzewodnika, R — oporność obciążenia

Takie powolne elektrony nie są zdolne do pokonania ładunku przestrzennego i wracają na poprzednie miejsce mozaiki. Jeden ze skutecznych środków powiększenia czułości ikonoskopu polega na doprowadzeniu do mozaiki ujemnego potencjału względem anody. Można to uzyskać, jeśli umieścimy mozaikę nie na izolatorze, lecz na półprzewodniku. Udało się nawet wykonać taką mozaikę przez umieszczenie ziaren na pewnych gatunkach emalii lub szkła o specjalnie dobranej oporności właściwej rzędu 10^{12} Ωcm.

Na rys. 39-13 przedstawiono fragment takiej mozaiki, odpowiadający jednemu elementowi obrazu. Pojemność tego fragmentu do płyty sygnałowej wynosi C, a oporność półprzewodnika — R_M. Optymalna wartość stałej czasowej R_MC powinna przewyższać kilkakrotnie czas nadawania obrazu T_n, przy czym w czasie komutacji $\tau \ll T_n$, półprzewodnik zachowuje się tak, jak izolator. Wzrost potencjału do $+u_2$ [V] w chwili komutacji następuje identycznie jak w zwyczajnym ikonoskopie z mozaiką na mice. Po zejściu jednak wiązki z danego elementu potencjał jego zaczyna gwałtownie maleć.

Ten spadek potencjału następuje nie tylko wskutek powracających elektronów wtórnych, lecz przeważnie dzięki różnicy potencjałów $u_2 - E$, gdzie E oznacza napięcie początkowe płyty sygnałowej.

Wskutek przechodzenia elektronów ze źródła przez półprzewodnik, z mozaiki może przechodzić na anodę średnio znacznie większa liczba elektronów, zbliżająca się do prądu $i_k\sigma$, gdzie σ oznacza średni współczynnik emisji wtórnej mozaiki.

Ten dodatkowy prąd określa w wyniku ujemne napięcie początkowe mozaiki $-\overline{E}_M$. Przez $\bar{i}_e$ oznaczmy średni prąd elektronów w półprzewodniku R_M. Wtedy $-\overline{E}_M = -E + \bar{i}_e R_M$.

Obierając odpowiednie E (dziesiątki i setki woltów) można uzyskać, że $-\overline{E}_M$ będzie dostatecznie wysokie.

W wyniku tego zwiększy się znacznie pole wyciągające, zmniejszy się poziom potencjału czerni, zwiększy się skuteczność prądu fotoelektronowego, tj. zwiększy się zróżnicowanie poziomów rozkładu pola potencjalnego oraz zmniejszy się ładunek przestrzenny. Powoduje to zmniejszenie się sygnałów szkodliwych czarnej plamy oraz wzrost skuteczności komutacji, ponieważ znacznie większa część prądu i_2 trafia na anodę.

Zastosowanie mozaiki na półprzewodniku zwiększyło wyraźnie skuteczność wykorzystania akumulacji, dochodząc do 50÷60%. Czułość ikonoskopu wzrosła około 10 razy. Charakterystyka świetlna stała się przy tym linearna, a charakterystyka spektralna zbliżyła się do charakterystyki fotokatody.

Do zalet ikonoskopu można zaliczyć:

a) całkowitą stabilność pracy; lampa nie jest wrażliwa na przeciążenie świetlne,

b) bardzo dużą zdolność rozdzielczą lampy oraz dobre odtwarzanie skali kontrastów,

c) korzystny, krótki czas ekspozycji, dzięki czemu otrzymuje się wyraźne, ostre obrazy nawet szybko poruszających się obiektów,

Tablica 39-2. Porównawcze zestawienie danych technicznych lamp analizujących typu ikonoskop

Oznaczenie	Kraj produkujący	Rozmiary powierzchni światłoczułej	Prąd wiązki wybierającej	Czułość powierzchni światłoczułej	Natężenie oświetlenia powierzchni światłoczułej dla białych części obrazu	Przeciętne natężenie oświetlenia sceny	Minimalne natężenie oświetlenia sceny	Stosunek sygnał/szum przy typowym obrazie	Zdolność rozdzielcza w środku obrazu	Sposób odchylania wiązki wybierającej	Sposób skupiania wiązki wybierającej	Napięcie przyspieszające elektrony wiązki wybierającej	Najwyższe napięcie przykładane do lampy	Uwagi
—	—	mm	μA	μA/lm	lx	lx	lx	dB	liczba linii	—	—	V	V	
ЛИ-1	ZSRR	90×120	0,2÷0,4	10	120	3000÷10000	600	36	>700	magn.	elektr.	1200	1250	—
1848	USA	56×75	0,25	—	70	—	—	—	—	magn.	elektr.	1000	1050	1) Przy oświetleniu ciągłym 2) Przy oświetleniu impulsowym (w urządzeniach telekinomatograficznych)
1850A	USA	80×106	—	—	40÷60¹) 100÷200²)	—	—	—	—	magn.	elektr.	1000	1070	
MC-P-1	Francja	90×120	0,1×0,3	—	100 (max)	2000	—	—	800	magn.	elektr.	1500	1540	—
5572	USA	⌀ 35	—	—	100÷200	—	—	—	—	elektr.	elektr.	800	875	Mozaika półprzezroczysta, dwustronna

d) wartość współczynnika γ ikonoskopu jest z pewnym przybliżeniem odwrotna do współczynnika γ lampy obrazowej, co pozwala nie stosować układów korekcji γ w torze wizyjnym,

e) stosunkowo małe zniekształcenia geometryczne obrazu, pomimo ukośnego wybierania mozaiki (przy wprowadzaniu stosunkowo prostej korekcji trapezu),

f) małą liczbę regulacji, dobieranych przy każdorazowym uruchamianiu ikonoskopu.

Do wad ikonoskopu natomiast należy zaliczyć:

a) występowanie silnego sygnału fałszywego,

b) brak ustalonego poziomu czerni w sygnale wizyjnym,

c) ograniczoną czułość,

d) konieczność stosowania korekcji zniekształceń trapezu,

e) konieczność stosowania długoogniskowych obiektywów ze względu na umieszczenie mozaiki w głębi bańki (wymagana długość ogniskowa wynosi od 160 mm do 200 mm),

f) kształt ikonoskopu, niekorzystny ze względu na konstrukcję kamery.

Dla zorientowania się we własnościach technicznych typowych ikonoskopów w tablicy 39-2 podano parametry kilku takich lamp.

39.4. SUPERIKONOSKOP

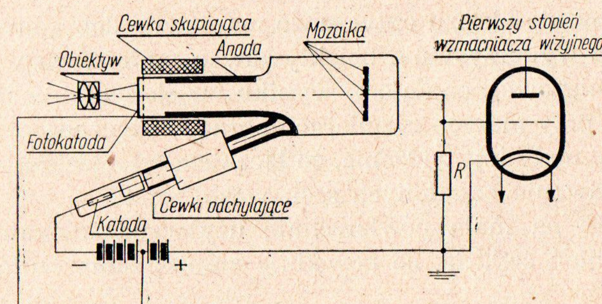
Schemat superikonoskopu przedstawiono na rys. 39-14.

Obraz optyczny jest rzutowany przez obiektyw na półprzezroczystą fotokatodę, która ma dość duży ujemny potencjał względem anody. Cewka znajdująca się na zewnątrz elektronówki służy do ogniskowania obrazu elektronowego podczas jego przeniesienia z powierzchni fotokatody na powierzchnię mozaiki. Ponieważ pole ogniskujące nie jest jednorodne, w trakcie więc takiego przenoszenia następuje powiększenie obrazu elektronowego oraz pewien obrót tego obrazu wokół osi optycznej elektronówki.

Mozaika może nie być światłoczuła, lecz jej współczynnik emisji wtórnej powinien być możliwie duży. Fotoelektrony pierwotne o dużej prędkości trafiają na mozaikę i wybijają z jej powierzchni elektrony wtórne. Jaskrawy fragment obrazu utraci więcej elektronów niż ciemny. W wyniku tego potencjał jego będzie bardziej dodatni niż potencjał fragmentu ciemnego. Rozkład pola

potencjalnego powstaje w superikonoskopie dokładnie tak samo, jak w zwyczajnym ikonoskopie z tą jedynie różnicą, że funkcję światła spełniają tu fotoelektrony, a emisji fotoelektronowej — emisja wtórna.

Ponieważ duży współczynnik emisji wtórnej mogą mieć nie tylko przewodniki, lecz i dielektryki powstała możliwość wyrzeczenia się ziarnistej struktury mozaiki. W elektronówkach z przenoszeniem obrazu mozaikę wykonuje się na przykład w postaci cienkiej warstwy kreolitu o dużym σ_e, naniesionej na mikę. Półprzezroczysta fotokatoda jest również jednolita. Taka mozaika o nieskończonej ilości „ziaren" uzyskała bardziej ogólną nazwę — elektroda sygnałowa (cel).



Rys. 39-14. Schemat budowy superikonoskopu

Komutacja rozkładu pola potencjalnego i tworzenie się sygnału następuje tak samo, jak w ikonoskopie. Uzyskuje się sygnał o polaryzacji ujemnej i bez składowej stałej.

Poniżej podajemy podstawowe zalety superikonoskopu.

1. Możność oddzielenia przebiegu przekształcenia energii świetlnej w elektryczną od tworzenia się rozkładu pola potencjalnego. Niezależna fotokatoda pozwala na wykorzystanie prądu nasycenia, który uzyskuje się przez doprowadzenie do katody odpowiednio wysokiego napięcia ujemnego.

2. Jednolita półprzezroczysta fotokatoda ma większą czułość niż fotokatoda mozaikowa. Na przykład katoda antymonowo-cezowa pozwala na uzyskanie $\varepsilon = 50 \div 60$ μA/lm przy tylnym oświetleniu.

3. W trakcie tworzenia się rozkładu pola potencjalnego uzyskuje się wzmocnienie prądów fotoelektrycznych, dzięki emisji wtórnej z mozaiki. Jak wiadomo, wzmacnianie takie nie powoduje praktycznie zwiększenia względnego poziomu zakłóceń.

Do wad superikonoskopu należy zaliczyć.

1. Zniekształcenie geometrii obrazu powstające przy przenoszeniu obrazu elektronowego za pomocą niejednorodnego pola magnetycznego.

Prawidłowo zostaje odtworzona tylko środkowa część fotokatody, wytwarzająca promienie paraksjalne. Dlatego też powierzchnia użyteczna fotokatody hb jest znacznie mniejsza od całej powierzchni. W produkowanych elektronówkach powierzchnia ta jest rzędu $1 \div 4$ cm^2.

Zmniejszenie obrazu optycznego ma pewną dobrą stronę, gdyż pozwala na wykorzystanie obiektywów o mniejszych wymiarach i małej ogniskowej, co daje w wyniku zwiększenie głębi ostrości. Prócz tego przy małych rozmiarach obrazu optycznego można łatwo uzyskać mały kąt widzenia, co łącznie z teleobiektywem umożliwia nadawanie oddalonych scen w zbliżeniu.

Jednakże na małą powierzchnię użyteczną fotokatody pada mały strumień światła, co powoduje zmniejszenie czułości elektronówki.

2. Między anodą a mozaiką nie ma pola wyciągającego. Wskutek tego, podobnie jak w ikonoskopie, w superikonoskopie istnieje ładunek przestrzenny, powodujący powstawanie czarnej plamy. W danym przypadku plama jest jednak mniejsza niż w zwykłym ikonoskopie, dzięki wykorzystaniu nasycenia prądu fotoelektronów.

Oczywiście, superikonoskop jest o wiele czulszy od ikonoskopu. Otrzymuje się $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}(\sigma_e - 1)$-krotny zysk, gdzie ε_1 jest to czułość półprzezroczystej fotokatody, ε — czułość fotokatody mozaikowej, a σ_e — współczynnik emisji wtórnej mozaiki. Ten zysk sięga $25 \div 30$ razy. Zostaje on jednak obniżony wskutek zmniejszenia powierzchni czynnej katody.

Pomiary wykazały, że czułość superikonoskopu jest ogólnie około 10 razy większa od czułości zwykłego ikonoskopu. Kamera wyposażona w taką elektronówkę zdolna jest do pracy przy oświe-

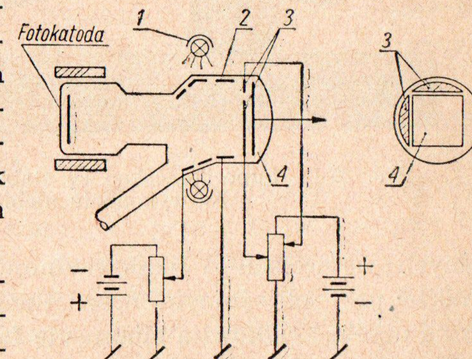
tleniu rzędu $500 \div 1000$ luksów. Dzięki wymienionym zaletom superikonoskop znalazł szerokie zastosowanie, gdyż pozwala on na prowadzenie programu w warunkach oświetlenia naturalnego za pomocą kamer przenośnych, nadawanie filmów barwnych itd.

Na zakończenie należy zaznaczyć, że charakterystyka świetlna superikonoskopu ma taki sam kształt, jak charakterystyka zwyczajnego ikonoskopu. Charakterystyka spektralna takich elektronówek pokrywa się z charakterystyką spektralną fotokatody.

Zastosowanie elektrody sygnałowej na półprzewodniku pozwoliło na dodatkowe zwiększenie czułości superikonoskopów.

39.5. SUPERIKONOSKOP ZE STABILIZACJĄ FOTOELEKTRONOWĄ

Dwie podstawowe wady superikonoskopu, a mianowicie: powstawanie fałszywych sygnałów oraz brak określonego poziomu sygnału odpowiadającego czarnym elementom obrazu, mogą być usunięte przez wprowadzenie tzw. stabilizacji fotoelektronowej oraz dodatkowych elektrod wyrównawczych umieszczonych przy elektrodzie akumulującej (rysunek 39-15). Superikonoskop ten pokazano na rys. 39-16.



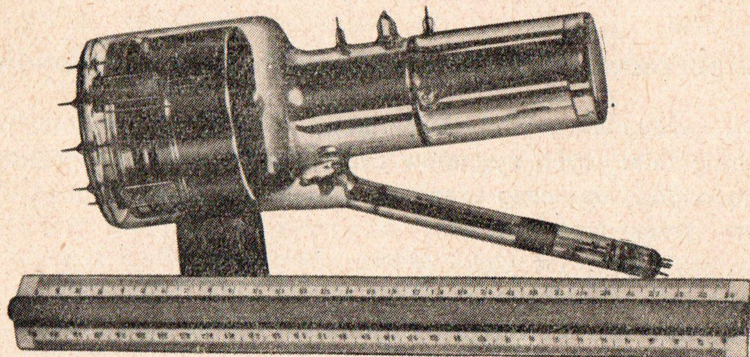
Rys. 39-15. Przekrój superikonoskopu ze stabilizacją fotoelektronową i sposób włączenia dodatkowych elektrod lampy: 1 — wieniec żaróweczek naświetlających, 2 — półprzezroczysta fotokatoda dodatkowa, 3 — elektrody wyrównawcze, 4 — elektroda akumulująca

W celu uzyskania stabilizacji fotoelektronowej wewnętrzną stronę bańki superikonoskopu (w pobliżu elektrody akumulującej) pokrywa się półprzezroczystą warstwą fotoczułą, naświetlaną od zewnątrz za pomocą małych żarówek umieszczonych naokoło bańki. Pod wpływem tego oświetlenia fotokatoda emituje fotoelektrony, które zostają skierowane ku elektrodzie akumulującej.

Fotoelektrony emitowane z dodatkowej fotokatody wyrównują rozkład ładunku przestrzennego nad elektrodą akumulującą

i osiadają zarówno na elektrodach wyrównawczych jak i na tych częściach elektrody akumulującej, które mają niedobór elektronów. Elektrody wyrównawcze są umieszczone z tych stron elektrody akumulującej, w których powstają rozjaśnienia brzegowe.

Umieszczenie elektrod o pewnym dodatnim napięciu skierowuje w te obszary więcej dodatkowych fotoelektronów, przez co osiąga się bardziej równomierny rozkład ładunku przestrzennego. Dzięki temu elektrody te pracują w procesie odczytu częściowo jako kolektor, zbierając elektrony wtórne. Przy odpowiednio do-



Rys. 39-16. Superikonoskop ze stabilizacją fotoelektronową w wykonaniu niemieckim

branych napięciach i odpowiednim rozmieszczeniu elektrod, a także przy określonym naświetleniu dodatkowej fotokatody, można uzyskać całkowitą eliminację fałszywych sygnałów.

Stabilizacja fotoelektronowa modyfikuje nieco proces powstawania sygnału wyjściowego. W ikonoskopie przy wybieraniu mozaiki osiadało na niej w ciągu okresu wybierania jednego obrazu tyle elektronów ze strumienia wybierającego, ile traciła ich ona w procesie fotoemisji i emisji wtórnej. Przy wprowadzeniu stabilizacji fotoelektronowej wskutek tego, że na elektrodzie akumulującej cały czas osiadają fotoelektrony emitowane z dodatkowej fotokatody w procesie wybierania opuszcza ją większa liczba elektronów wtórnych niż osiada elektronów pierwotnych z wiązki wybierającej. Różnica ta jest pokrywana dodatkowymi fotoelektronami.

Gdy w ikonoskopie lub superikonoskopie średnia wartość sygnału za cały okres wybierania obrazu była równa zeru, to tu dla zerowej wartości strumienia świetlnego padającego na daną część fotokatody głównej (tj. dla części czarnych obrazu) istnieje pewien ściśle określony prąd sygnału, który można przyjąć jako poziom odniesienia, od którego można obliczać inne poziomy odpowiadające różnym gradacjom luminancji obrazu. Poziom ten, za pomocą specjalnych układów stabilizacji poziomu stosowanych w torze wizyjnym, może być ustabilizowany i sygnał wizyjny będzie jednokierunkowy względem tego poziomu.

Superikonoskop ze stabilizacją fotoelektronową charakteryzujące się wszystkimi zaletami akumulujących lamp analizujących z wiązką wybierającą o szybkich elektronach, a więc dużą zdolnością rozdzielczą, dobrym odtworzeniem kontrastów i dobrym odtwarzaniem ruchu pozwala na wyeliminowanie dwu zasadniczych wad tego typu lamp, a mianowicie: fałszywych sygnałów i braku ustalonego poziomu odpowiadającego czarnym elementom obrazu. Staje się więc on lampą o dużych możliwościach perspektywicznych.

Jedynym brakiem tej lampy, z punktu widzenia zastosowania jej w telewizji programowej, jest nieco za mała czułość, uniemożliwiająca nadawanie obrazów przy bardzo małych poziomach oświetlenia, spotykanych czasem w pracy eksploatacyjnej (np. wieczornych reportaży czy transmisji niektórych sztuk teatralnych). Istnieją jednak poglądy, że lampa ta do pracy w studio nadaje się nawet lepiej niż inne lampy, najczęściej dziś do tego celu wykorzystywane, a o których będzie mowa niżej.

W tablicy 39-3 podano zestawienie parametrów technicznych kilku typowych superikonoskopów.

39.6. MONOSKOP

W praktyce telewizyjnej, a szczególnie w telewizji programowej, zachodzi często potrzeba nadawania określonych, stałych obrazów dla potrzeb pomiarowych, kontroli i regulacji urządzeń, czy też obrazów stanowiących sygnały wywoławcze stacji telewizyjnych (np. syrenka stacji warszawskiej).

Tablica 39-3. Porównawcze zestawienie danych technicznych lamp analizujących typu superikonoskop

Oznaczenie	Kraj produkujący	Rozmiary powierzchni światłoczułej (głównej fotokatody)	Prąd wiązki wybierającej	Czułość powierzchni światłoczułej	Natężenie oświetlenia elektrody światłoczułej dla białych części obrazu	Prąd sygnału przy białych częściach obrazu	Przeciętne natężenie oświetlenia sceny	Minimalne natężenie oświetlenia sceny	Stosunek sygnał/szum przy typowym obrazie	Zdolność rozdzielcza w środku obrazu	Sposób odchylania wiązki wybierającej	Sposób skupiania obrazu elektronowego i wiązki wybierającej	Napięcie przyspieszające elektrony wiązki wybierającej	Napięcie przyspieszające fotoelektrony obrazu elektronowego	Najwyższe napięcie przykładane do lampy	Uwagi
—	—	mm	μA	μA/lm	lx	μA	lx	lx	dB	liczba linii	—	—	V	V	V	
ЛИ-7	ZSRR	18×24	0,2÷0,4	10÷20	50	0,27	1000÷2000	200	36	625	magn.	magn.	—	—	—	—
ЛИ-101	ZSRR	18×24	—	—	—	—	500÷1200	—	—	—	magn.	magn.	—	—	—	ze stabilizacją potencjału mozaiki
TH9600	Fran-cja	⌀ 31	—	—	—	0,2—0,4	1000÷2000	—	—	850	magn.	magn.	1500	500	1500	ze stabilizacją potencjału mozaiki
F9-M2	NRD	—	—	—	—	—	—	—	—	—	magn.	magn.	1000	700	1050	ze stabilizacją potencjału mozaiki

Oczywiście obrazy takie można nadawać wykorzystując do tego celu typowe kamery telewizyjne wyposażone w lampy analizujące. Nadawany obraz wykonuje się wówczas w formie planszy (czy ewentualnie przezrocza) i ustawia przed kamerą. Praktyka taka nie jest jednak wygodna w eksploatacji, gdyż zajmuje kosztowny tor kamerowy i wymaga bardzo dokładnego ustawiania kamery, szczególnie jeśli obraz taki ma być wykorzystywany do kontroli parametrów urządzeń telewizyjnych. Poza tym obrazy testowe nadaje się często przez dłuższy okres czasu (np. transmisje techniczne), a trwałość drogich lamp analizujących nie jest duża.

Do takich celów zostały opracowane specjalne lampy, zwane monoskopami, które generują sygnał wizyjny reprezentujący żądany, stały obraz. Lampy takie pomimo prostoty konstrukcji umożliwiają nadawanie obrazu o bardzo wysokich parametrach jakościowych za pomocą urządzenia znacznie prostszego niż typowa kamera telewizyjna wysokiej jakości.

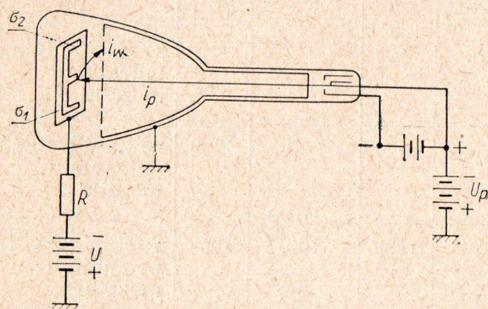
Chociaż monoskop nie jest typową lampą analizującą, to jednak jest zaliczany do tej grupy lamp telewizyjnych jako lampa zastępcza.

W monoskopie nie zachodzą procesy przemiany zjawisk optycznych na elektryczne, a generacja sygnału wizyjnego odbywa się przez wykorzystanie różnicy w wartościach współczynników emisji wtórnej dwu substancji, bombardowanych wiązką szybkich elektronów. Elektrodą sygnałową monoskopu jest płytka metalowa, na powierzchni której (od strony padania wiązki wybierającej) został naniesiony obraz przy użyciu materiału o współczynniku emisji wtórnej różniącym się wartością od wartości współczynnika emisji wtórnej metalu, z którego wykonano płytkę. Rozwiązanie konstrukcyjne lampy pokazano schematycznie na rys. 39-17. Jest to więc w zasadzie lampa oscylograficzna, w której luminujący ekran został zastąpiony metalową elektrodą sygnałową, wybieraną skupioną wiązką elektronów. Na powierzchni płytki drogą nadrukowania, bądź przy użyciu odpowiednich

procesów fotochemicznych, nakłada się żądany obraz złożony z elementów czarnych i białych lub też zawierający również odcienie, od czerni do bieli.

Współczynnik emisji wtórnej substancji, z którego jest utworzony obraz, musi się możliwie znacznie różnić od współczynnika emisji wtórnej płytki, tak aby natężenie prądu emisji wtórnej z części nie zadrukowanych znacznie różniło się od natężenia prądu emisji wtórnej z części pokrytych naniesioną substancją.

Mechanizm pracy lampy przedstawia się następująco. Skupiona wiązka elektronów o energii nadanej jej napięciem przyspieszającym U_p, poruszając się ruchem wybierającym, bombarduje kolejno elementy elektrody sygnałowej, wywołując emisję wtórną. Wytrącone elektrony podążają do kolektora, którym z reguły jest wewnętrzna metalizacja lampy, stanowiąca jednocześnie ostatnią anodę przyspieszającą wyrzutni elektronowej. Elektroda sygnałowa w celu ułatwienia odpływu elektronów wtórnych do kolektora znajduje się w stosunku do niego na potencjale ujemnym U. Jeśli w tych warunkach opornik obciążenia R włączyć w obwód elektrody sygnałowej, to popłynie przez niego prąd sygnału i_s o natężeniu będącym różnicą natężeń prądów: pierwotnego i_p (wiązki wybierającej) oraz prądu elektronów wtórnych i_w, czyli



Rys. 39-17. Układ elektrod monoskopu

$$i_s = i_p - i_w$$

ale

$$i_w = i_p\,\sigma$$

więc

$$i_s = i_p\,(1-\sigma)$$

Jeżeli przy wybieraniu powierzchni elektrody sygnałowej współczynnik emisji wtórnej będzie się zmieniał odpowiednio do treści naniesionego obrazu, to zmieniać się będzie również wartość

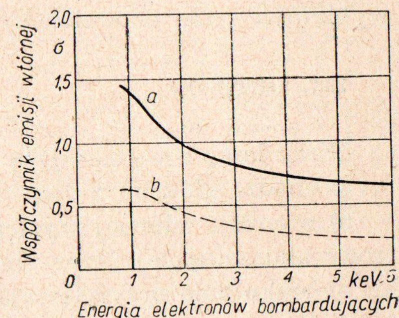
prądu i_s. Zmiana natężenia prądu sygnału Δi_s, zachodząca przy wybieraniu dwu elementów elektrody sygnałowej o współczynnikach emisji wtórnej σ_1 i σ_2 wyniesie

$$\Delta i_s = i_{s1} - i_{s2} = i_p\,(1-\sigma_1) - i_p\,(1-\sigma_2) = i_p\,(\sigma_2 - \sigma_1)$$

Na oporze R powstanie więc zmiana spadku napięcia ΔU_s sygnału wizyjnego

$$\Delta U_s = \Delta i_s\, R = R\, i_p\,(\sigma_2 - \sigma_1)$$

Uzyskiwane amplitudy napięcia sygnału wizyjnego będą więc proporcjonalne do przyjętej wartości natężenia prądu elektronowej wiązki wybierającej oraz do różnic w wartościach współczynników emisji wtórnej, występujących na powierzchni wybieranej płytki (wartości R wynoszą zwykle $1 \div 3$ kΩ, ze względu na pojemności szkodliwe układu i szerokie pasmo częstotliwości generowanego sygnału wizyjnego). Jest więc korzystne wybierać możliwie duże gęstości prądu wiązki wybierającej i materiały o dużej różnicy w wartościach współczynników emisji wtórnej.



Rys. 39-18. Współczynniki emisji wtórnej dla srebra (*a*) i węgla (*b*)

Jako materiału podłoża używa się najczęściej aluminium, srebro lub nikiel, a jako materiału do wykonywania rysunku używa się farby grafitowej, przy nadrukowywaniu obrazu, oraz dwuchromianu amonu, przy fotograficznych metodach nakładania obrazu, który zresztą po wywołaniu obrazu i wypaleniu płytki przekształca się w warstwę twardego węgla. Na rys. 39-18 pokazano charakterystyki współczynników emisji wtórnej w funkcji energii elektronów bombardujących pary materiałów często obecnie stosowanych do wykonywania elektrod sygnałowych monoskopów. Jak widać dla napięć przyspieszających wyższych niż 3 kV charakterystyki przebiegają praktycznie równolegle.

Produkowane obecnie monoskopy generują sygnały wizyjne, które pozwalają na uzyskiwanie obrazów o bardzo wysokich parametrach jakościowych. Sygnał generowany nie zawiera sygna-

łów fałszywych, a brak procesów przemiany informacji optycznych na elektryczne pozwala na uzyskiwanie stosunku sygnału użytecznego do szumu znacznie większego niż przy użyciu lamp analizujących. Zdolność rozdzielcza monoskopu, jeśli pominąć wpływ ograniczeń spowodowanych parametrami wzmacniacza z nim współpracującego czy charakterystyk toru transmisyjnego, jest bardzo wysoka i zależy głównie od rozmiarów plamki wybierającej, osiągając wartości rzędu 1000 linii i więcej.

Typowe monoskopy pracują przy napięciach przyspieszających rzędu 5 kV i kącie odchylania wiązki rzędu 20°. Z uwagi na to, że współczynniki emisji wtórnej materiałów są uzależnione od kątów padania elektronów pierwotnych, kąt odchylenia wiązki wybierającej nie powinien być duży.

39.7. ORTIKON

Wady lamp z wybierającą wiązką elektronów o dużej prędkości pochodzą głównie z dwu przyczyn:

a) z emisji wtórnej występującej przy bombardowaniu elektrody akumulującej przez elektrony wiązki wybierającej,

b) braku pola przyśpieszającego pomiędzy elektrodą akumulującą a kolektorem.

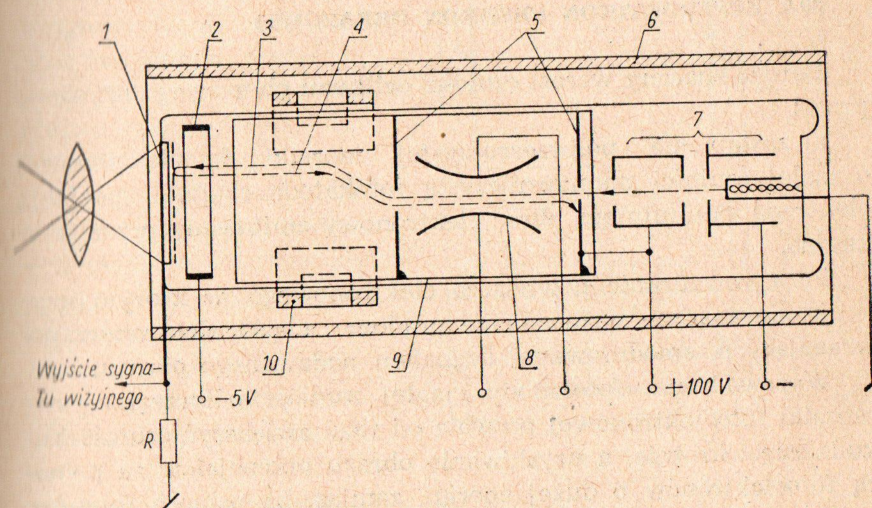
Trudności tych można by więc uniknąć stosując wiązkę wybierającą o powolnych elektronach, to znaczy składającą się z elektronów o prędkościach, które nie powodują występowania emisji wtórnej w trakcie odczytu obrazu potencjałów. Do takich lamp należy ortikon.

Przez zastosowanie półprzezroczystej mozaiki fotoelektronowej wyrzutnia elektronowa w ortikonie może się znajdować na osi optycznej lampy. Ze względu na stosowanie wiązki wybierającej o powolnych elektronach najwyższe napięcie przyspieszające w lampie jest rzędu 100 V. Aby jednak doprowadzić blisko mozaiki wiązkę możliwie dobrze skupioną, anodę przyśpieszającą niejako przedłużono, łącząc ją z wewnętrzną metalizacją cylindrycznej bańki lampy. Wewnątrz lampy umieszczono również dwie diafragmy ograniczające przekrój wiązki.

Diafragma znajdująca się bliżej wyrzutni ma otwór okrągły, natomiast diafragma umieszczona bliżej mozaiki ma otwór

w kształcie szczeliny poziomej, gdyż w przestrzeni pomiędzy diafragmami umieszczono układ odchylania poziomego (w danym przypadku elektryczny).

Skupianie wiązki na drodze od wyrzutni do mozaiki odbywa się za pomocą cylindrycznej cewki długiej, obejmującej całą lampę. Odchylanie w kierunku pionowym odbywa się za pomocą siodłowych cewek odchylających, umieszczonych w pobliżu mozaiki wewnątrz cewki skupiającej (rys. 39-19).



Rys. 39-19. Schemat budowy ortikonu:
1 — półprzezroczysta mozaika fotoelektronowa, 2 — pierścień hamujący, 3 — wiązka wybierająca, 4 — wiązka powrotna, 5 — diafragma, 6 — cylindryczna cewka skupiająca, 7 — wyrzutnia elektronowa, 8 — płytki odchylania poziomego, 9 — wewnętrzna metalizacja połączona z anodą wyrzutni, 10 — cewki odchylania pionowego

Ponieważ prędkość elektronów wiązki wybierającej musi przy mozaice maleć praktycznie do zera, więc wiązka wybierająca o energii elektronów rzędu 100 eV dostaje się w działanie pola hamującego, wytworzonego przez elektrodę pierścieniową, do której doprowadza się napięcie znacznie niższe niż napięcie przyspieszające (zależnie od konstrukcji lampy niewielkie ujemne, zerowe lub niewielkie dodatnie).

Pobieranie sygnału wizyjnego odbywa się najczęściej z opornika R, włączonego w obwód płytki sygnałowej mozaiki, przez

który płyną prądy rozładowywania poszczególnych elementarnych pojemności mozaiki.

Czułość ortikonu jest kilka razy większa od czułości ikonoskopu. Jednakże ortikon miał wiele poważnych wad. Szczególnie charakterystyka świetlna nastręczała wiele kłopotów, powodując niestabilną pracę przy trafianiu w pole widzenia kamery jaskrawych obiektów. Usunięcie wad ortikonu doprowadziło do powstania superortikonu (rys. 39-20).

39.8. SUPERORTIKON (ORTIKON OBRAZOWY)

Bardzo znaczny wzrost czułości ortikonu obrazowego uzyskano przez:

a) zastąpienie półprzezroczystej mozaiki fotoelektronowej o małej czułości półprzezroczystą fotokatodą ciągłą i specjalną elektrodą akumulującą obraz elektronowy emitowany przez fotokatodę,

b) wprowadzenie powielacza elektronowego, w którym uzyskuje się znaczne wzmocnienie prądowe wiązki elektronów powracających, zmodulowanej sygnałem nadawanego obrazu.

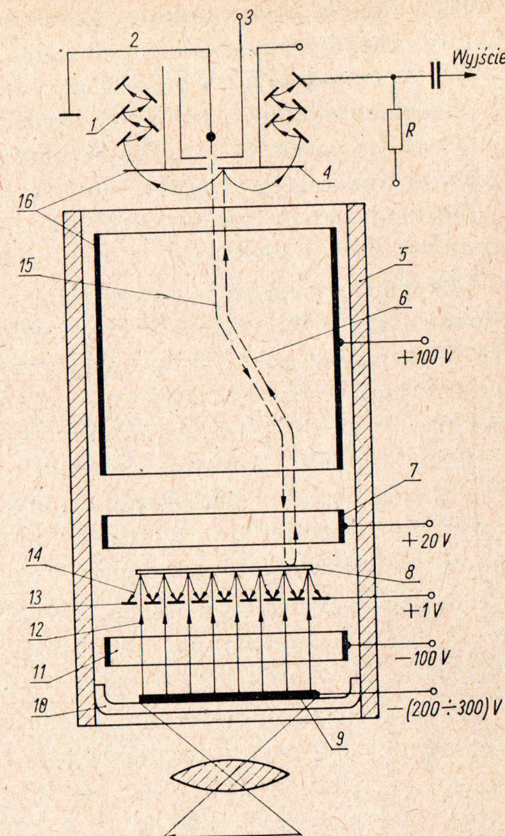
Wprowadzenie fotokatody ciągłej zamiast półprzezroczystej mozaiki fotoelektronowej pozwala od razu zwiększyć czułość kilkudziesięciokrotnie, a uzyskiwanie obrazu potencjałów za pomocą fotoelektronów o dużej energii, zamiast za pomocą fotonów, pozwala na uzyskanie większych potencjałów na powierzchni elektrody akumulującej.

Wytwarzanie obrazu potencjałów zachodzi tu przy wykorzystaniu emisji wtórnej. Dla uniknięcia jednak sygnałów fałszywych należy jednocześnie stworzyć takie warunki, aby wszystkie elektrony wtórne (wytrącone w procesie powstawania obrazu potencjałów) zostały odprowadzone z elektrody akumulującej. Uzyskano to przez umieszczenie, równolegle do elektrody akumulującej, dodatkowej elektrody w formie subtelnej siatki, znajdującej się na określonym potencjale dodatnim.

Ochrona przed niestabilnością lampy (tak zwanym olśnieniem) polega na niedopuszczeniu do powstawania na elektrodzie akumulującej nadmiernego potencjału, nawet lokalnego, który mógłby spowodować zmianę warunków pracy wybierania (przejście

z systemu wybierania wiązką o elektronach powolnych na wybieranie za pomocą wiązki elektronów szybkich).

Rolę czynnika stabilizującego gra w ortikonie obrazowym ta sama siatka, której zadaniem było wychwytywanie elektronów wtórnych wytrąconych przy wytwarzaniu obrazu potencjałów. Utrzymywanie siatki stabilizującej na stałym niewielkim potencjale dodatnim uniemożliwia, jak się przekonamy niżej, przekroczenie potencjału w dowolnym punkcie elektrody akumulującej poza ustaloną wartość graniczną, a więc uniemożliwia wystąpienie olśnienia.



Rys. 39-20. Schemat budowy superortikonu: 1 — powielacz elektronowy, 2 — katoda, 3 — elektroda sterująca (cylinder Wehnelta), 4 — pierwsza anoda, 5 — cewka skupiająca, 6 — wiązka elektronów powrotnych, 7 — elektroda hamująca, 8 — dwustronna elektroda sygnałowa (akumulująca), 9 — półprzezroczysta fotokatoda, 10 — szkło bańki, 11 — elektroda przyśpieszająca fotoelektrony, 12 — tory fotoelektronów, 13 — siatka stabilizująca, 14 — tory elektronów wtórnych, 15 — wiązka elektronów wybierających, 16 — elektrody przyśpieszające

Rozmieszczenie podstawowych elektrod lampy zostało schematycznie pokazane na rys. 39-20. Ponieważ lampa należy do grupy lamp o wiązce złożonej z powolnych elektronów, więc najwyższe napięcie przyśpieszające jest niskie (rzędu 100 do 300 V) i układ elektrod wyrzutni elektronowej jest w zasadzie identyczny jak w typowym ortikonie. W celu zmniejszenia prędkości elektronów wiązki bezpośrednio przed elektrodą wybieraną (celem) wprowadzono pierścieniową elektrodę hamującą, mającą

niski potencjał w stosunku do katody wyrzutni. W czołowej części lampy rozmieszczono zespół elektrod służących do wytworzenia obrazu potencjałów na elektrodzie akumulującej zwanej również, ze względu na swe działanie, dwustronną elektrodą sygnałową lub dwustronnym celem. Zespół elektrod składa się z półprzezroczystej fotokatody ciągłej, umieszczonej bezpośrednio na wewnętrznej stronie czołowej ścianki bańki, z siatki stabilizującej oraz właściwej elektrody akumulującej.

W celu uzyskania odpowiednich warunków skupienia elektronów wiązki wybierającej jak i prawidłowego przeniesienia obrazu elektronowego (emitowanego przez fotokatodę), całą lampę analizującą otacza cylindryczna cewka skupiająca. Ponieważ, jak wynika z rys. 39-20, powstawanie obrazu potencjałów odbywa się z jednej strony elektrody akumulującej, a wybieranie tej elektrody odbywa się z przeciwnej strony, musi się więc ona charakteryzować specjalnymi własnościami pozwalającymi na przenikanie ładunków elektrycznych z jednej strony celu na drugą.

Proces powstawania sygnału wizyjnego w ortikonie obrazowym, jak w każdej lampie akumulującej, składa się z zapisu obrazu potencjałów oraz jego odczytu w procesie wybierania.

Proces zapisu odbywa się następująco. Jeśli przesłonimy fotokatodę, aby nie padało na nią światło i podłączymy do lampy napięcia, to wiązka wybierając powierzchnię elektrody akumulującej sprowadzi jej potencjał do potencjału równowagi stabilnej, a więc w tym przypadku do potencjału praktycznie równego potencjałowi katody wyrzutni elektronowej. Jeśli przy tym założymy, że upływność skrośna elektrody sygnałowej jest dostatecznie duża, to i druga strona elektrody sygnałowej szybko uzyska ten sam potencjał.

Odsłaniając obiektyw i rzutując na fotokatodę obraz nadawanej sceny wywołamy z każdego jej elementu emisję fotoelektronów w liczbie proporcjonalnej do strumienia świetlnego padającego na dany element fotokatody. Uzyskany obraz elektronowy pod wpływem różnicy potencjałów pomiędzy siatką stabilizującą i fotokatodą (emisja występuje przy nasyceniu) przesuwa się w kierunku elektrody akumulującej, przy czym elektrony nabierają energii odpowiadającej napięciu przyśpieszającemu.

Skupianie obrazu elektronowego zapewnia soczewka magnetyczna utworzona przez długą cewkę skupiającą otaczającą lampę.

Ponieważ siatka stabilizująca znajduje się bardzo blisko elektrody akumulującej (w odległości rzędu setnych części milimetra) i jest bardzo subtelna, czyli ma dużą przezroczystość, więc większość fotoelektronów obrazu elektronowego przenika przez oczka siatki i z dużą energią uderza w jej powierzchnię — wywołując emisję wtórną.

Wobec bardzo małej odległości siatki stabilizującej od elektrody akumulującej nawet niewielki dodatni potencjał siatki wystarcza do tego, aby wszystkie elektrony wtórne wytrącone z jej powierzchni odpłynęły od siatki. W ten sposób pomimo wykorzystania emisji wtórnej do wytwarzania obrazu potencjałów unika się niekorzystnych efektów tej emisji (powrotu elektronów wtórnych do różnych części elektrody akumulującej, będących przyczyną powstawania fałszywych sygnałów), a jednocześnie uzyskuje się większą skuteczność wytwarzania obrazu potencjałów.

Elementom o większej luminancji w nadawanym obrazie będzie odpowiadała większa liczba fotoelektronów emitowanych z fotokatody, a więc i wyższy potencjał dodatni w odpowiednim miejscu elektrody akumulującej. Elementom ciemniejszym będzie odpowiadał odpowiednio niższy potencjał. Łatwo jednak zauważyć, że najwyższy potencjał jaki może uzyskać dany element elektrody akumulującej nie może, w przybliżeniu, przekroczyć potencjału siatki stabilizującej. Przy podnoszeniu się bowiem tego potencjału ponad potencjał siatki wystąpi pole hamujące, uniemożliwiając odpływ elektronów wtórnych i zmuszając je do powrotu na elektrodę akumulującą. Jak się przekonamy niżej, powoduje to powstawanie niekorzystnych efektów obniżających jakość uzyskiwanego obrazu.

Punktowe ładunki elektryczne powstające na powierzchni elektrody akumulującej muszą się oczywiście utrzymywać co najmniej przez okres wybierania jednego obrazu, a nie rozpływać się na całą powierzchnię. Można to uzyskać pod warunkiem, że upływność powierzchniowa elektrody akumulującej będzie dostatecznie mała.

Elektroda akumulująca w ortikonie obrazowym jest wyjątkowo prosta. Jest to cienka płytka ze szkła o odpowiednio dobranej

oporności właściwej takiej, aby oporność powierzchniowa była dostatecznie duża, a jednocześnie wskutek bardzo małej grubości płytki jej oporność skrośna dostatecznie mała.

Ponieważ, jak już wspomniano, obraz potencjałów wytworzony na jednej stronie elektrody akumulującej może się przenieść na jej drugą stronę, więc i odczyt zapisanego obrazu może się odbywać od strony przeciwnej.

Odczyt zachodzi tu podobnie jak w ortikonie, przez kompensację ładunków występujących na poszczególnych elementach elektrody sygnałowej.

Natężenie prądu wiązki musi być oczywiście na tyle duże, aby elektrony osiadające na elektrodzie sygnałowej mogły skompensować nawet największy z dodatnich ładunków, jaki może wystąpić przy najjaśniejszych elementach obrazu. W praktyce natężenie to jest rzędu mikroamperów.

Jeśli więc wiązka wybierająca napotyka w danym miejscu elektrody sygnałowej duży potencjał dodatni, a więc i duży ładunek (pojemności, w których są zgrupowane ładunki, są jednakowe dla wszystkich elementów elektrody), to duża liczba elektronów osiądzie na danym elemencie elektrody, sprowadzając jego potencjał do potencjału równowagi stabilnej.

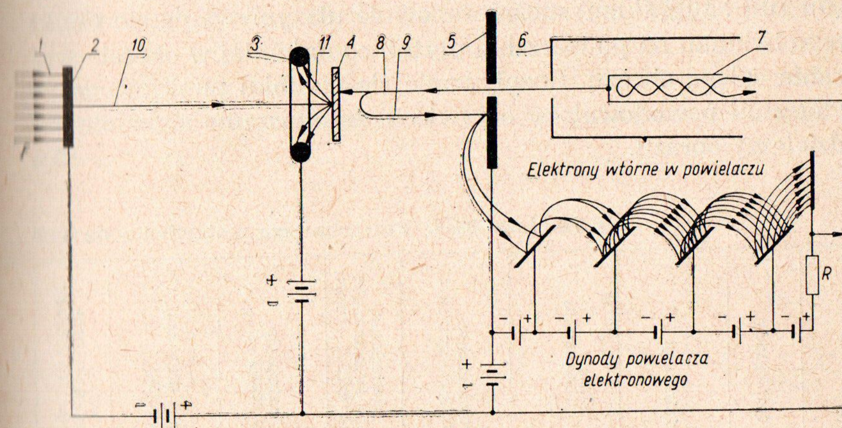
Pozostałe elektrony wiązki wybierającej zawrócą, podążając w kierunku katody lampy. Jeśli dany element odpowiadał np. białemu elementowi obrazu, to natężenie prądu wiązki elektronów powracających będzie minimalne. Odwrotnie, jeśli wiązka wybierająca natrafi na element odpowiadający np. czarnemu elementowi obrazu, a więc na element, który ma już potencjał równowagi stabilnej, to wszystkie elektrony wiązki wybierającej zawrócą i jej natężenie będzie maksymalne. Mówiąc ogólnie — im jaśniejszy jest element w nadawanym obrazie, tym mniejsze jest natężenie prądu wiązki elektronów powracających i odwrotnie.

Wiązka elektronów powracających porusza się po tym samym torze co wiązka elektronów wybierających i trafia w pierwszą anodę wyrzutni elektronowej, grającą rolę kolektora dla elektronów powracających.

W ortikonie obrazowym kolektor jest pokryty warstwą o dużym współczynniku emisji wtórnej i stanowi jednocześnie pierw-

szą dynodę powielacza elektronowego, umieszczonego wokół wyrzutni elektronowej. W zależności od liczby stopni powielacza oraz doprowadzonych napięć uzyskiwane wzmocnienie prądowe wynosi tu od 100 do 1000, przy znacznie mniejszym poziomie szumów niż w przypadku zastosowania typowego wzmacniacza lampowego o takim samym wzmocnieniu.

Wzmocniony w powielaczu prąd sygnału przepływając przez opornik R (włączony w obwód anody powielacza) daje na nim spadek napięcia, który może być wykorzystywany w dalszych



Rys. 39-21. Schemat rozpływu elektronów w ortikonie obrazowym: 1 — światło ze sceny nadawanej, 2 — element fotokatody, 3 — oczko siatki stabilizującej, 4 — element dwustronnej elektrody sygnałowej, 5 — anoda wyrzutni (kolektor) i pierwsza dynoda, 6 — elektroda sterująca (cylinder Wehnelta), 7 — katoda wyrzutni, 8 — wiązka elektronów wybierających, 9 — wiązka elektronów zawracających, 10 — fotoelektrony, 11 — elektrony wtórne elektrody sygnałowej

częściach aparatury jako sygnał wizyjny. Na rys. 39-21 pokazano schematycznie rozpływ elektronów w ortikonie obrazowym przy wybieraniu danego elementu obrazu.

Elementem w sposób zasadniczy wyróżniającym ortikon obrazowy od pozostałych lamp analizujących jest elektroda akumulująca, zwana dwustronną elektrodą sygnałową. Od własności tej elektrody zależą w dużym stopniu własności lampy, jeśli idzie o jakość uzyskiwanego obrazu.

W ogólności elektroda ta powinna zachowywać się jak mozaika, przy czym poszczególne elementy tej elektrody powinny mieć

charakter pojemności, w których będzie mogło następować zbieranie ładunków, umożliwiające powstawanie obrazu potencjałów. Poza tym, ponieważ powstawanie potencjałów elektrycznych zachodzi z jednej strony elektrody sygnałowej, a wybieranie jej — z drugiej strony, musi być również zapewnione pojawianie się obrazu potencjałów po stronie wybieranej.

Dwustronna elektroda sygnałowa jest wykonana z cienkiej płytki szklanej, przed którą umieszczono subtelną siatkę metalową. Przez użycie szkła o odpowiednio dużej oporności właściwej (rzędu $10^{11} \div 10^{12}\ \Omega$ cm) można zapewnić utrzymywanie się punktowego ładunku na powierzchni płytki, co najmniej w okresie wybierania całego obrazu. Rozpływanie się ładunku punktowego po powierzchni powodowałoby oczywiście zmniejszanie się zdolności rozdzielczej obrazu.

W celu zapewnienia dostatecznie dużej przewodności skrośnej grubość płytki powinna być bardzo mała (w praktyce rzędu 5 mikronów). Subtelna siatka miedziana umieszczona równolegle do płytki stanowi wspólną elektrodę umożliwiającą otrzymanie elementarnych pojemności, utworzonych przez poszczególne elementy płytki szklanej i siatkę.

Ponieważ zależy nam na akumulowaniu możliwie dużych ładunków elektrycznych, co wpływa na czułość lampy, a jednocześnie nie można dopuszczać do powstawania nadmiernie wysokich potencjałów na płytce (ze względu na stabilność pracy lampy), należy więc uzyskać możliwie dużą pojemność elementarną. Prowadzi to do umieszczenia siatki bardzo blisko płytki szklanej; w rozwiązaniach praktycznych siatka znajduje się w odległości od 0,01 mm do 0,05 mm.

Tablica 39-4. Porównawcze zestawienie danych technicznych lamp analizujących typu superortikon

Oznaczenie	Średnica fotokatody	Kraj produkujący	Rozmiary powierzchni światłoczułej	Czułość powierzchni światłoczułej	Natężenie oświetlenia powierzchni światłoczułej dla białych części obrazu	Przeciętne natężenie oświetlenia sceny	Prąd sygnału przy białych częściach obrazu	Stosunek sygnału przy białych częściach obrazu	Zdolność rozdzielcza w środku obrazu	Sposób odchylania wiązki wybierającej	Sposób skupiania obrazu elektronowego	Napięcie przyspieszające elektrony wiązki wybierającej	Napięcie przyspieszające elektrony obrazu elektronowego	Zakres napięć przykładanych do lamp	Uwagi
—	cali	—	mm	μA/lm	lx	lx	μA	dB	liczba linii	—	—	V	V	V	
ЛИ 13	3	ZSRR	24×32	15÷25	0,7	—	16	28	625	magn.	magn.	300	450	−400÷+1500	
ЛИ 17	3	ZSRR	24×32	20÷40	0,1	50÷300	10	28	625	magn.	magn.	300	450	−450÷+1500	
ЛИ 201	3	ZSRR	24×32	20÷40	1,3	—	10÷80	30	625	magn.	magn.	300	450	−450÷+1500	
5820	2	USA	⌀40	—	—	—	2÷15	24	—	magn.	magn.	350	500	−500÷+1250	Lampy wzajemnie zastępcze
P 807	3	W. Bryt.	⌀40	—	0,1	—	2÷15	24	—	magn.	magn.	350	500	−500÷+1250	
7295	$4\frac{1}{2}$	USA	⌀40	20	0,6	250	12	35	—	magn.	magn.	350	500	−600÷+1300	Lampy wzajemnie zastępcze
P 811	$4\frac{1}{2}$	W. Bryt.	⌀40	20	0,6	250	12	35	—	magn.	magn.	350	500	−600÷+1300	

Jak już wspomniano siatka powinna być bardzo subtelna. Obraz elektronowy emitowany przez fotokatodę przenika bowiem przez oczka siatki, a następnie bombarduje powierzchnię płytki szklanej. Część fotoelektronów obrazu elektronowego osiada zawsze na przewodach siatki i powoduje powstawanie cienia siatki na odtwarzanym obrazie.

Najlepsze siatki techniczne nie mają na ogół więcej niż 10 oczek na milimetr bieżący, co dla potrzeb telewizji jest niewystarczające. Należało więc opracować specjalną technologię trawienia subtelnych siatek i uzyskano gęstość do 40 oczek na milimetr bieżący, a więc 1600 oczek na mm^2, o przezroczystości dochodzącej do 75%. Takie siatki w przeciętnych warunkach pracy lampy nie dają już dostrzegalnego cienia na obrazie.

Podobna konstrukcja dwustronnej elektrody sygnałowej jest technologicznie wyjątkowo trudna i bardzo podnosi cenę ortikonów obrazowych.

Dane niektóre superortikonów podano w tablicy 39-4.

Zasadnicze zalety superortikonu to:

a) wyjątkowo duża czułość pozwalająca na pracę przy minimalnych nawet naświetleniach scen,

b) wystarczająca stabilność pracy w bardzo szerokim zakresie naświetleń,

c) określony poziom czerni w wyjściowym sygnale wizyjnym,

d) czas ekspozycji krótszy od okresu wybierania obrazu,

e) nie daje zniekształceń trapezowych,

f) pozwala na stosowanie obiektywów krótkoogniskowych (a co za tym idzie teleobiektywów i obiektywów o zmiennej ogniskowej).

Jednocześnie ortikon obrazowy charakteryzuje się poniżej wymienionymi wadami:

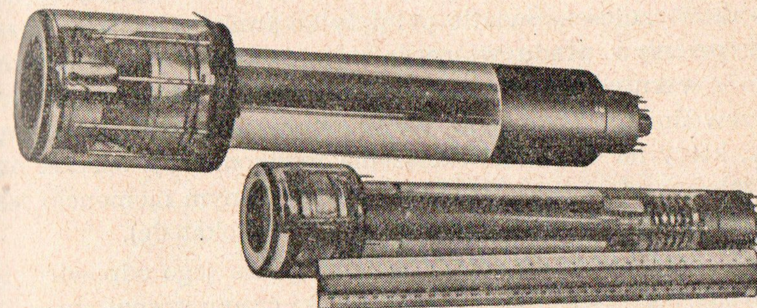
a) niewielką stosunkowo zdolnością rozdzielczą w porównaniu do innych lamp,

b) niewielką wartością stosunku sygnału do szumu, w szczególności przy małych oświetleniach sceny. Poza tym szumy w sygnale wyjściowym są równomiernie rozłożone w paśmie częstotliwości wizyjnych, a więc występują również szumy o małych częstotliwościach, które są szczególnie silnie widoczne w obrazie.

c) przy dużych naświetleniach obrazu występuje ciemna aureola wokół jasnych elementów — dekontrastująca obraz,

d) wymaga utrzymywania temperatury pracy lampy w wąskich granicach.

e) jest kłopotliwy w eksploatacji, wymagając dużej liczby regulacji przeprowadzanych przez wysoko kwalifikowany personel,



Rys. 39-22. Typowe ortikony obrazowe: u góry — ortikon obrazowy o średnicy 4½" w wykonaniu brytyjskim, u dołu — ortikon obrazowy o średnicy 3" w wykonaniu ZSRR

f) utrudnia, a często uniemożliwia nadawanie nieruchomych obrazów,

g) przed rozpoczęciem transmisji wymaga długotrwałych przygotowań.

Typowe ortikony obrazowe przedstawiono na rys. 39-22.

39.9. WIDIKON

Zasada działania widikonu polega na wykorzystaniu tzw. wewnętrznego zjawiska fotoelektronowego. Zjawisko fotoelektronowe wewnętrzne polega na zmniejszaniu się oporności fotoprzewodnika pod wpływem pochłanianego przez niego światła.

W zjawisku fotoelektronowym wewnętrznym pod działaniem pochłanianych kwantów światła elektrony związane w siatce krystalicznej fotoprzewodnika (strefa podstawowa) przechodzą w strefę przewodzenia, przy czym wyzwalanie elektronów zachodzi tu przy prawie 100% wydajności kwantowej. Oznacza to, że prawie każdy pochłonięty kwant światła wyzwala jeden elektron.

Przejście elektronów ze strefy podstawowej do strefy przewodzenia jest zwane prądem pierwotnym. Prąd pierwotny jest proporcjonalny do strumienia świetlnego i powoduje powstawanie prądu wtórnego, przepływającego z zewnętrznego źródła przez warstwę fotoprzewodnika, który pod wpływem padającego światła zmniejsza swą oporność. Prąd wtórny może być dziesiątki i setki razy większy od prądu pierwotnego; w ten sposób można osiągnąć bardzo duże czułości. Światło pełni tylko funkcję kontrolną, regulując przepływ prądu wtórnego uzyskiwanego z niezależnego źródła — wskutek zmiany oporności warstwy fotoprzewodzącej (fotoprzewodnika). Sygnałem wyjściowym widikonu jest prąd wtórny, który na oporności obciążenia widikonu daje spadek napięcia zależny od obrazu świetlnego jaki w danym momencie jest rzutowany na płytkę sygnałową widikonu (fotokatodę).

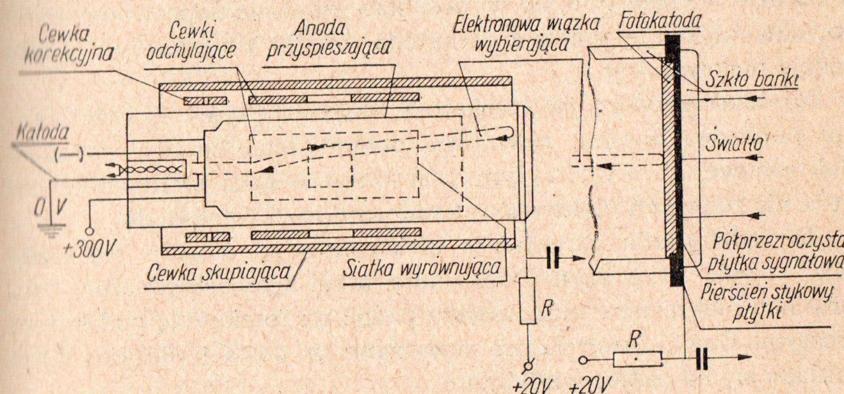
Zatem przy zamianie obrazu świetlnego na jego odpowiednik elektryczny następuje wzmocnienie, dzięki czemu sygnał wyjściowy z widikonu charakteryzuje się dużym stosunkiem sygnału do szumu.

Warstwa fotoprzewodząca (fotokatoda) winna charakteryzować się możliwie małą opornością skrośną oraz możliwie największą opornością powierzchniową utrudniającą ruch elektronów wzdłuż powierzchni. Aby oporność skrośna była dostatecznie mała warstwa fotoprzewodząca musi być bardzo cienka (około 0,005 mm). Duża oporność powierzchniowa nie pozwala otrzymanemu na wewnętrznej stronie warstwy „obrazowi" potencjałów (rozkładowi ładunków) rozpływać się na boki, co powodowałoby „zamazywanie" się poszczególnych elementów obrazu w postaci rozkładu ładunków elektrycznych.

Konstrukcja widikonu jest bardzo prosta. Wykonana jest ona w formie cylindrycznej bańki zawierającej nieskomplikowaną wyrzutnię elektronową oraz cylindryczną anodę przyspieszającą i fotokatodę. Fotokatoda widikonu umieszczona jest na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany szklanej bańki, co umożliwia stosowanie do widikonów typowych obiektywów małoobrazkowych. Od strony szkła fotokatoda jest pokryta półprzezroczystą warstwą metaliczną odgrywającą rolę płytki sygnałowej. Doprowadza się do niej stałe napięcie dodatnie około 15÷50 V.

U wylotu cylindrycznej anody znajduje się połączona z nią subtelna siatka metalowa, mająca na celu wyrównywanie pola elektrycznego przed fotokatodą w ten sposób, aby strumień analizujący powierzchnię fotokatody padał na nią zawsze pod kątem prostym. Schematyczny przekrój widikonu wraz z zewnętrznymi cewkami skupiającymi i odchylającymi podaje rys. 39-23.

Widikon jest lampą, w której wybieranie odbywa się za pomocą wiązki o powolnych elektronach. Oznacza to, że strumień elektronów dociera do powierzchni fotokatody z szybkością zerową, „muska" tę powierzchnię i zawraca z powrotem w kierunku wyrzutni elektronowej.



Rys. 39-23. Schematyczny przekrój widikonu wraz z zewnętrznym zespołem cewek

Jeżeli na płytkę sygnałową (a więc i na znajdującą się bezpośrednio za nią warstwę fotoprzewodzącą) rzutowany jest obraz świetlny sceny analizowanej, wówczas poszczególne elementy warstwy fotoprzewodowej zmieniają swoją oporność zależnie od ilości światła przypadającego na dany element. Ta powierzchniowa zmiana oporności warstwy fotoprzewodowej jest odpowiednikiem „obrazu potencjałowego" zmian jaskrawości elementów obrazu sceny analizowanej. Tak uformowany statycznie rozkład ładunków analizowany jest kolejno przez strumień wybierający, przy czym liczba elektronów dostarczanych przez wiązkę wybierającą danemu elementowi (w wyniku neutralizacji „potencjału" danego elementu) zależna jest od jaskrawości tego elementu. Ten

przyrost liczby elektronów powoduje powstanie na wyjściu płytki sygnałowej (oporności R) impulsu prądu (sygnału wizyjnego). Można to wytłumaczyć prościej, zakładając, że pomiędzy katodę wyrzutni elektronowej i płytkę sygnałową o różnicy potencjałów 20 V włączony jest zmienny opornik (fotokatoda), który (w zależności od natężenia oświetlenia elementu fotokatody) umożliwia chwilowy przepływ prądu. Obwód taki włączany jest kolejno do poszczególnych elementów fotokatody na bardzo krótki czas przeznaczony na analizowanie jednego elementu obrazu.

Maksymalny potencjał jaki może wystąpić na wewnętrznej stronie fotokatody odpowiadający najjaśniejszemu punktowi w obrazie, wynosi tyle, ile wynosi stałe napięcie doprowadzone do obwodu: płytka sygnałowa — katoda (ok. 20 V); przepływ prądu będzie maksymalny.

Minimalny potencjał fotokatody, odpowiadający naświetlonemu punktowi obrazu, równa się potencjałowi katody wyrzutni elektronowej (+0 V); w tym przypadku wiązka elektronów nie odda nic ze swych elektronów temu punktowi fotokatody.

Do odchylania strumienia elektronowego stosuje się dwie pary cewek, przy czym odchylanie musi być ortogonalne, tzn. strumień elektronów musi zawsze padać na fotokatodę pod kątem prostym. Cewki odchylające wykonane w postaci płaskiej tulei nakłada się na bańkę widikonu.

Skupianie strumienia można uzyskać za pomocą magnesów trwałych lub za pomocą cylindrycznej cewki nałożonej na widikon, jak to pokazano na rys. 39-23. Skupianie za pomocą cewki jest o tyle korzystniejsze, że strumień jest dodatkowo ochraniany od wpływu obcych pól elektrycznych i magnetycznych. Strumień o powolnej wiązce wybierającej jest bardzo wrażliwy na obce pola elektryczne i magnetyczne (wpływa nawet pole magnetyzmu ziemskiego), dlatego też lampa jak i cewki muszą być starannie ekranowane magnetycznie i elektrycznie.

Cewki korekcyjne służą do zapewnienia osiowego ustawienia wiązki elektronów.

Istotną wadą widikonu, uniemożliwiającą niekiedy jego zastosowanie, jest stosunkowo duża bezwładność fotokatody, co objawia się w rozmazywaniu obrazu poruszających się przedmiotów. Bezwładność ta tym mniej daje się odczuwać im niższe jest napięcie płytki sygnałowej. Obniżanie napięcia płytki sygnałowej prowadzi do zmniejszania czułości widikonu, zatem dla uzyskania małej bezwładności fotokatody, należy zapewnić dostatecznie silne oświetlenie — czyli zrezygnować z dużej czułości widikonu.

W ogromnej większości zastosowań widikonu dla celów telewizji użytkowej nie ma potrzeby przekazywania tak szybkich ruchów, aby ww. wada miała jakiś zasadniczy wpływ na jakość obrazu. Można zatem wykorzystywać dużą czułość widikonu i stosować małe oświetlenia, co pozwala osiągnąć zdolność rozdzielczą 300÷500 linii.

Przy wykonaniach przeznaczonych do pracy w silniejszych oświetleniach uzyskuje się większą zdolność rozdzielczą widikonów. Zalety widikonu jako lampy analizującej są następujące:

1) duża czułość,
2) małe wymiary (długość około 150 mm, średnica 25 mm; istnieją również mniejsze wykonania),
3) prostota wykonania,
4) mała pojemność (nieskomplikowana kompensacja charakterystyki),
5) dobry współczynnik przenoszenia kontrastów,
6) dobry stosunek sygnału do szumu,
7) nieskomplikowane zasilanie,
8) łatwa współpraca z typowymi obiektywami,
9) niska cena.

Wadą jest jak już wspomniano utrwalanie się obrazu co jednak nie jest istotne z punktu widzenia zastosowań telewizji użytkowej.

Standardowe widikony produkowane przemysłowo wytrzymują temperaturę do 60°C bez pojawiania się trwałych szkodliwych skutków; zaleca się jednak stosować je w temperaturach do 25÷35°C.

W handlu znajdują się lampy oparte na tej samej zasadzie co widikon i identycznej prawie konstrukcji, noszą one nazwy firmowe, jak statikon, rezistron itp.

Warto również zaznaczyć, że prowadzone prace badawcze nad widikonami, zmierzające do dalszych jego udoskonaleń przyniosą najprawdopodobniej usunięcie i tak nielicznych wad.

Dowodem tego jest opracowanie widikonów przeznaczonych do pracy w studyjnych kamerach telewizyjnych.

Zestawienie ułatwiające porównanie poszczególnych typów lamp analizujących przedstawia tablica 39-5.

Tablica 39-5. Zestawienie właściwości lamp analizujących

	Ikonoskop	Superikonoskop	Superortikon	Widikon
1. Czułość	mała	średnia	b. duża	średnia
2. Przeciętnie stosowane oświetlenie sceny dla maksymal. bieli luksów)	2000÷10000	500÷2000	10÷500	100÷2000
3. Stosunek sygnału do szumu	70	70	70 lub 35 zależnie od typu	300-bez korekcji aparatury 100-z korekcją
4. Charakterystyka gamma	ok. 0,3	ok. 0,3	0,5÷0,6	0,65
5. Skala kontrastów	duża	duża	b. duża	średnia
6. Poziom czerni	słaby	słaby	poprawny	doskonały
7. Amplituda sygnału wizji	0,1 μA	0,1 μA	5 – 10 μA	0,35 μA
8. Wymiary obrazu na fotokatodzie	9×12 cm	9×12 mm (przeciętnie)	2,4×3,2 cm	9×12 mm
9. Metoda odchylania	magnetyczna	magnetyczna	magnetyczna	magnetyczna
10. Metoda skupiania	elektryczna	magnetyczna	magnetyczna	magnetyczna
11. Strumień analizujący	szybki	szybki	powolny	powolny
12. Napięcie zasilające	–1200V	–1200 V	+1350 V –400 V	+300 V –125 V
13. Fałszywy sygnał	jest	jest	brak	brak
14. Zniekształcenie trapezowe	jest	jest	brak	brak

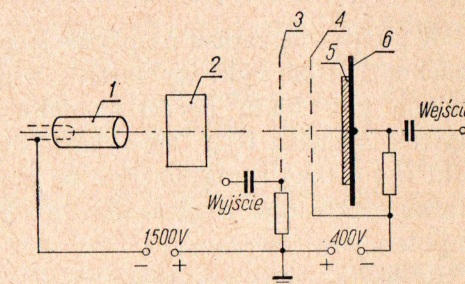
40. LAMPY MAGAZYNUJĄCE (PAMIĘCIOWE)

40.1. UWAGI OGÓLNE

Elektronowe lampy pamięciowe przechowują informację na powierzchni płytki z dielektryku w postaci rozkładu ładunków wywołanego emisją wtórną pod wpływem bombardowania strumieniem elektronów.

Urządzenie przedstawione na rys. 40-1 (schemat) składa się z wyrzutni elektronów *1*, zespołu odchylającego (magnetyczny albo elektrostatyczny) *2*, płytki sygnałowej *6* z mozaiką *5*, przed którą znajdują się dwie siatki: zaporowa *4* i druga spełniająca rolę kolektora.

Ta sama wiązka elektronów pozwala na likwidację (ścieranie) różnicy potencjałów w poszczególnych częściach mozaiki, zapis i odczyt. Siatka zaporowa wychwytuje elektrony wtórne zapobiegając ich powrotowi na powierzchnię mozaiki. Siateczka ta posiada około 100 otworów na 1 cm² i odległa jest od mozaiki 0,01 mm. Prąd wiązki elektronów wynosi μA. W obwodach płytki sygnałowej i kolektora znajdują się oporniki przeznaczone do podawania sygnałów zapisujących i zdejmowania odczytywanych.



Rys. 40-1. Zasada działania potencjałoskopu

Potencjałoskop z siatką zaporową może być użyty w różnych stanach pracy i w związku z tym może mieć najrozmaitsze zastosowanie.

Przy czasowym oddzieleniu procesu zapisu i odczytu potencjałoskop może pracować w charakterze urządzenia pamięciowego albo sumacyjnego. Potencjałoskop może pracować również w ten sposób, że proces odczytu jest prowadzony równocześnie z procesem zapisu.

Rozpatrzmy teraz pracę potencjałoskopu w stanie zapamiętywania.

W momencie ścierania sygnały wejściowe nie są podawane. W procesie wybierania wiązka elektronów doprowadza całą powierzchnię mozaiki do jednego potencjału U_r, który nieznacznie przewyższa potencjał siatki zaporowej (w naszym przypadku — 400 V). Siatka zaporowa w tym przypadku odgrywa taką rolę, jaką spełniałaby kolektor, gdyby jej nie było.

Część elektronów wtórnych o niewielkich szybkościach zostaje na mozaice, a część (tworząca prąd równy prądowi wiązki pierwotnej i_p) przelatuje poprzez siatkę zaporową do kolektora tworząc w jego obwodzie prąd.

Wytwarza się stan równowagi, przy którym

$$U_M = U_r \cong -400 \text{ V}; \quad i_{kol} = i_p; \quad i_{sp} = 0$$

$$U_c = U_M - U_{sp} = -400 - (-400) = 0; \quad q = 0$$

W momencie zapisu na płytkę sygnałową podawane są sygnały i zachodzi jeden cykl wybierania wiązki po powierzchni mozaiki. Zmiana potencjału płytki sygnałowej odpowiadająca wielkości napięcia sygnału U_{wej}, sprowadza się do zmiany potencjału mozaiki U_M o taką samą wartość od stanu równowagi. Przy zapisie wiązka elektronów doprowadza bombardowane elementy mozaiki do potencjału równowagi $U_r = -400$ V.

W ten sposób w każdym elementarnym fragmencie mozaiki zostaje zmagazynowany ładunek, którego wielkości określa wyrażenie

$$q = C\, U_c = c[U_r - (-400 + u_{wej})] = -C\, U_{wej}$$

Po zakończeniu cyklu zapisu i podawania sygnału potencjał płytki sygnałowej ustala się $U_{sp} = 0$, a dzięki elementarnym ładunkom zgromadzonym na powierzchni mozaiki powstaje obraz potencjałów, określony wyrażeniem

$$U_M = U_r + \frac{q}{c} = -400 - u_{wej}$$

Jak widać sygnały o polaryzacji dodatniej zapisywane są w formie obniżenia potencjału mozaiki, natomiast sygnały o polaryzacji ujemnej w formie podwyższenia potencjału mozaiki względem poziomu odniesienia $U_r = -400$ V.

Podczas odczytu nie podaje się sygnałów wejściowych. Przy odczycie całego obrazu potencjałów, sposób wybierania, jego kolejność i szybkość jest dowolna i może różnić się od wybierania zastosowanego przy zapisie.

Podczas przechodzenia wiązki elektronów przez kolejne elementy mozaiki w obwodzie wyjściowym pojawiają się impulsy napięcia z amplitudami określonymi przez wyrażenie

$$U_{wyj} = i_{kol}R = -k(U_M - U_r) = -k\,\frac{q}{C} = k\,U_{wej}$$

Jak widać przy odczycie zachowana jest polaryzacja sygnałów zapisanych.

Odczyt może odbywać się w dwojaki sposób. Pierwszy sposób polega na tym, że po odczycie potencjał całej mozaiki jest równy, a drugi na tym, że obraz potencjałów zostaje jeszcze po odczycie na mozaice (mniej wyraźny). Zaletą pierwszego sposobu jest to, że otrzymujemy sygnał wyjściowy o dużej amplitudzie, drugiego natomiast to, że możemy ponownie dokonać procesu odczytu. Możliwy jest również odczyt nie całej mozaiki, ale jej wybranych fragmentów (wiązka elektronowa jest wtedy w specjalny sposób odchylana).

Praca potencjałoskopu w charakterze urządzenia sumacyjnego odbywa się w ten sposób, że zapis jest kilkakrotny. W rezultacie na mozaice istnieje obraz potencjałowy, który jest sumą obrazów powstałych podczas każdego zapisu. W tym przypadku istotnym jest utrzymanie zależności liniowej zgromadzonego ładunku od napięcia sygnału przy wszystkich cyklach zapisu. Stosuje się tu sposób zapisu, w którym po zakończeniu cyklu elementy mozaiki mają potencjał różny.

Praca potencjałoskopu w stanie odczytywacza polega na jednoczesnym zapisie i odczycie. Załóżmy, że w pewnym rozpatrywanym punkcie mozaiki przy cyklu zapisu zgromadzony jest ładunek q_1, któremu odpowiada $U_{c1} = -U_{wej1}$. Podczas zapisu potencjał mozaiki był doprowadzony do wartości $U_r = -400$ V, a potencjał płytki sygnałowej był równy U_{wej1}.

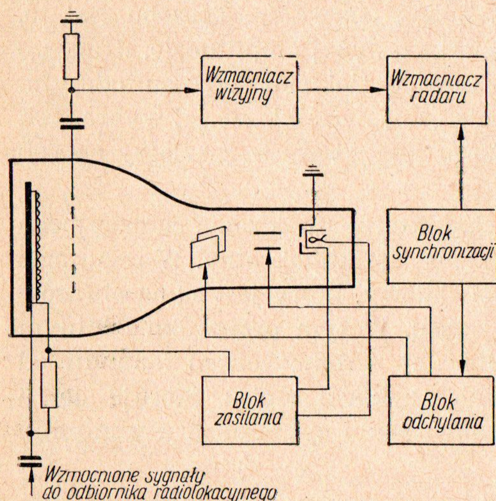
Wartość q_1 i $U_{c1} = U_{wej}$ utrzymuje się do rozpatrywanego cyklu zapisu. Jeżeli teraz będzie podany sygnał $U_{wej2} = U_{wej1}$, to jak nietrudno zauważyć, potencjał mozaiki będzie dalej równy $U_r = -400$ V, prąd kolektora nie zmieni się i impuls wyjściowy, z oporu w obwodzie kolektora nie da się zdjąć.

Jeżeli natomiast sygnał U_{wej2} będzie różny od U_{wej1}, to w momencie zaistnienia wiązki elektronów potencjał mozaiki U_M bę-

dzie różny od potencjału równowagi, wiązka doprowadzi potencjał mozaiki w procesie zapisu do wielkości $U_r = -400$ V. W obwodzie kolektora prąd się zmieni. Zmianie tej będzie odpowiadał impuls napięcia z amplitudą

$$U_{wyj} = k(U_{wej2} - U_{wej1})$$

W ten sposób pokazano, że przy okresowo powtarzającym się zapisie kolejnych sygnałów wejściowych z jednoczesnym odczytywaniem, obraz potencjałów przy każdym kolejnym cyklu odnawia się odpowiednio do każdego nowego zapisu, a w obwodach wyjściowych otrzymujemy sygnały, których amplitudy proporcjonalne są do różnicy kolejnych sygnałów wejściowych, dla tych momentów, które odpowiadają istnieniu pierwotnej wiązki elektronów na tym samym elemencie mozaiki w danym i w poprzednim cyklu zapisu.



Rys. 40-2. Zastosowanie potencjałoskopu w urządzeniach radarowych

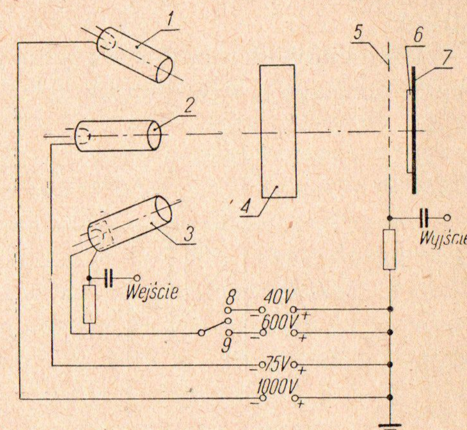
Fakt ten może mieć najrozmaitsze zastosowanie. Najbardziej korzystnym jest zastosowanie go do wydzielenia na ekranie radaru obrazu pochodzącego od celu ruchomego. Wtedy na ekran wskaźnika sygnały wizyjne podaje się nie bezpośrednio od odbiornika, ale po zapisie i odczycie na potencjałoskopie.

Jasnym jest, że sygnały odpowiadające celom nieruchomym (zapisane przy kolejnych cyklach zapisywania na tych samych elementach mozaiki) będą wygaszone, a sygnały od celów ruchomych będą widoczne. Zastosowanie przy tym bardzo złożonych nowoczesnych układów pozwala na wysoką selekcję celów ruchomych.

Blokowy schemat takiego urządzenia podaje rys. 40-2.

W przypadku urządzeń wykorzystujących maszyny liczące zachodzi potrzeba w lampach typu potencjałoskopu kilkakrotnego odczytu. W wielu przypadkach (z zastosowaniem systemu dwójkowego) wystarczającym jest mieć potencjałowy obraz składający się z dyskretnych wartości odpowiadających tylko dwóm możliwym poziomom potencjału mozaiki.

Otrzymanie takiego potencjałowego obrazu możliwe jest w tak zwanym potencjałoskopie z zapisem bistabilnym, w którym znajduje się dodatkowy niemodulowany podtrzymujący strumień elektronów, chroniący potencjałowy obraz od likwidacji (ścierania). Schemat takiego potencjałoskopu podaje rys. 40-3.



Rys. 40-3. Potencjałoskop z zapisem bistabilnym:
1 — wyrzutnia odczytująca, 2 — wyrzutnia podtrzymująca, 3 — wyrzutnia zapisująca, 4 — zespół odchylający, 5 — kolektor, 6 — mozaika, 7 — płytka sygnałowa, 8 — czarne na białym, 9 — białe na czarnym

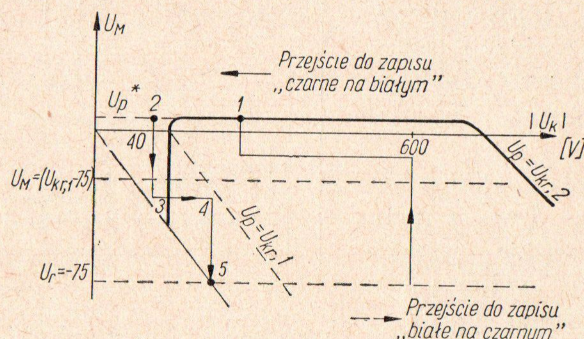
W lampie znajdują się 3 wyrzutnie. Dwie z nich formują wąskie wiązki elektronowe wykorzystane odpowiednio do zapisu i odczytu. Trzecia wyrzutnia wysyła szeroką wiązkę elektronową padającą na całą powierzchnię mozaiki. Wiązka ta podtrzymuje zapisany na mozaice potencjałowy obraz. Wartości podanych na lampę napięć zawiera rys. 40-3. Sygnały wejściowe podawane są na modulator wyrzutni zapisującej. Sygnały wyjściowe zdejmuje się z kolektora.

Możliwe są dwa sposoby bistabilnego zapisu, które wyjaśnia rys. 40-4. Przy zapisie „czarne na białym” i płynącego tylko strumienia podtrzymującego cała mozaika doprowadzona jest do wyjściowego potencjału równowagi U_p^* (pkt *1*). W związku z tym, że napięcie przyspieszające wyrzutni podtrzymującej znajduje się

w przedziale od U_{kr1} do U_{kr20}, potencjał równowagi niewiele przewyższa potencjał kolektora różny od zera. Zapis przeprowadzany jest wiązką z napięciem przyspieszającym mniejszym od U_{kr1} (w naszym przypadku przy zapisie $U_k = -40$ V), przy czym prąd wiązki zapisującej jest dostatecznie duży, żeby podczas trwania projekcji wiązki podtrzymującej mogła zaistnieć zmiana potencjału bombardowanego elementu mozaiki wywołana strumieniem zapisującym.

Zapisujący strumień w procesie zapisu przy podawaniu kolejnych sygnałów przemieszcza się z jednego elementu mozaiki na drugi.

Potencjały elementów mozaiki pod wpływem wiązki zapisującej obniżają się (w kierunku od pktu *2* do pktu *3*). Wielkość



Rys. 40-4. Zapis bistabilny

tego spadku potencjału wyznaczona jest przez wartość prądu wiązki, modulowanego sygnałami wejściowymi. Po zakończeniu trwania strumienia zapisującego pod wpływem tylko wiązki podtrzymującej potencjały elementów mozaiki osiągają jeden z dwóch możliwych potencjałów równowagi: $U_k = -75$ V albo $U_{kr} = 0$. Oczywiście, że przy małym prądzie strumienia zapisującego (mały poziom sygnału wejściowego) wywołane przez niego obniżenie potencjału okazuje się mniejszym od wartości $U_k - U_{kr1} = U_{kr1} - 75$ V i prąd podtrzymujący ustanawia potencjał równowagi U_r.

Przy dostatecznie dużym prądzie strumienia zapisującego (duży poziom sygnału wejściowego), przy którym potencjał elementu mozaiki podczas zapisu spada poniżej poziomu $U_{kr1} - 75$ V, prąd

podtrzymujący doprowadza potencjał odpowiedniego elementu mozaiki do potencjału równowagi $U_r = -75$ V (punkt 5).

W rezultacie po zakończeniu cyklu zapisu na mozaice utrzymuje się obraz, na którym elementy o najniższym potencjale odpowiadają sygnałom wejściowym o dużym poziomie. Taka metoda zapisu nazywa się: „czarne na białym".

Przy zapisie „białe na czarnym" zapis przeprowadza się wiązką elektronów z napięciem przyspieszającym znacznie większym niż napięcie przyspieszające wiązki podtrzymującej, a mozaikę przed zapisem doprowadza się do potencjału równowagi $U_r = U_k = -75$ V (punkt *1* na rys. 40-4).

Pod wpływem wiązki zapisującej potencjał elementów mozaiki wzrasta (w kierunku od *2'* do *3'*). Wielkość wzrostu, jak poprzednio, określona jest wartością prądu wiązki, modulowanego sygnałami wejściowymi. Przy małym prądzie wiązki zapisującej (niski poziom sygnału wejściowego) wywołany nim wzrost potencjału elementu mozaiki jest mniejszy od U_{kr1} i strumień podtrzymujący ustanawia potencjał równowagi $U_r = -75$ V. Przy dostatecznie dużym sygnale strumienia zapisującego (duży poziom sygnału wejściowego), przy którym potencjał elementu mozaiki w procesie zapisu przewyższa poziom $U_{kr1} - 75$ V (tj. wzrasta powyżej wartości U_{kr1}) strumień podtrzymujący doprowadza potencjał odpowiedniego elementu mozaiki do wartości równowagi $U_r = 0$ (punkt *5'*).

W rezultacie po zakończeniu cyklu zapisu na mozaice utrzymuje się obraz potencjałowy, na którym elementy o najwyższym potencjale odpowiadają zapisywanym sygnałom o dużym poziomie (zapis „białe na czarnym").

Przy odczycie potencjałowego obrazu różnica potencjałów między poszczególnymi elementami mozaiki ulega zmniejszeniu.

Dopuszczone jest także częściowe „ścieranie" obrazu, przy którym nie przekroczony będzie zaznaczony linią punktowaną na rysunku 40-4 poziom $U_M = U_{kr1} - 75$ V. Przy spełnieniu tego warunku podczas przerwy między kolejnymi odczytami prąd podtrzymujący przywraca stan poprzedni.

Obraz potencjałowy w lampie z zapisem bistabilnym przy włączonej wiązce podtrzymującej może być utrzymywany dowolnie długo i pozwala na nieograniczoną liczbę odczytów.

40.4. GRAFEKON

Podstawowa różnica między grafekonem a innymi potencjałoskopami zawarta jest w zastosowanej metodzie zapisu opartej na przewodnictwie indukowanym.

Zasada przewodnictwa indukowanego polega na szybkim zmniejszaniu oporu cienkiej warstwy dielektryku, przy bombardowaniu jego powierzchni szybkimi elektronami.

Założmy, że mozaika posiada pewien stały potencjał i między jego zewnętrzną powierzchnią i płytką sygnałową istnieje różnica potencjałów $U_c = U_M - U_{sp}$. Następnie w procesie zapisu wiązka elektronów kolejno bombardująca elementy mozaiki zwiększa przewodność pomiędzy ich zewnętrznymi powierzchniami i płytką sygnałową, dokonując tym samym częściowego rozładowania elementarnych kondensatorów i przybliżając potencjał U_M do U_{sp}.

Zapewniając zależność między zmianami napięcia U_c dla różnych elementów mozaiki i napięciem sygnałów wejściowych, można otrzymać zapis potencjałowego obrazu. Obraz potencjałowy zapisany w ten sposób może mieć znaczną głębokość (rozpiętość różnicy potencjałów poszczególnych elementów mozaiki). Napięcie U_c może osiągać kilkadziesiąt woltów.

Dzięki dużym pojemnościom elementarnych kondensatorów mozaiki gromadzi się na nich duży ładunek elektryczny, co znowu zapewnia wielokrotny odczyt zapisanego obrazu, który utrzymuje się stosunkowo długo (kilka minut).

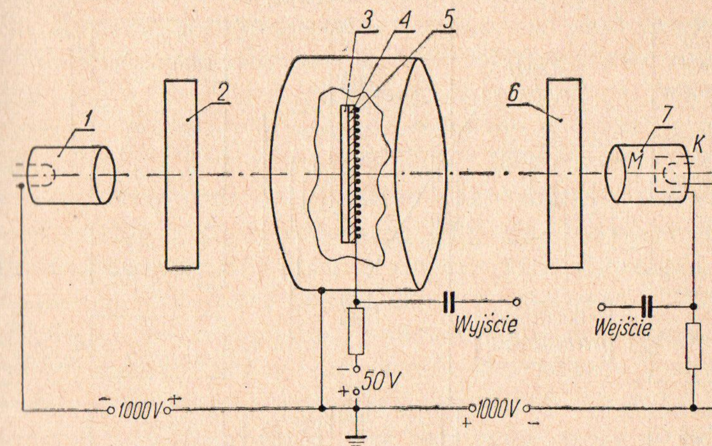
Bez dokonywania odczytu zapisany obraz ściera się tylko w wyniku upływności i może utrzymywać się przez kilka dni.

Grafekon może mieć rozmaite rozwiązania konstrukcyjne. Może być w nim zastosowane odchylanie magnetyczne albo elektrostatyczne, obowiązkowym natomiast jest wykorzystanie dwóch różnych wiązek elektronowych do zapisu i odczytu.

Wyrzutnie tych wiązek mogą znajdować się po różnych stronach mozaiki albo po tej samej stronie. W zależności od tego rozróżnia się jedno- albo dwustronną konstrukcję grafekonu. Zapis i odczyt obrazu potencjałowego może zachodzić jednocześnie albo kolejno po sobie.

Schemat grafekonu przedstawia rys. 40-5.

W środku lampy wewnątrz cylindrycznego kolektora znajduje się mozaika składająca się z siateczki (200 otworów na 1 mm²) pokrytej od strony wiązki odczytującej cienką warstwą aluminium i cienkiej warstwy dielektryku (grubość 0,5 μ) naniesionej na powierzchnię aluminium ze strony przeciwległej do siateczki. W charakterze dielektryku zastosowano materiał o dobrych dielektrycznych własnościach (np. kwarc).



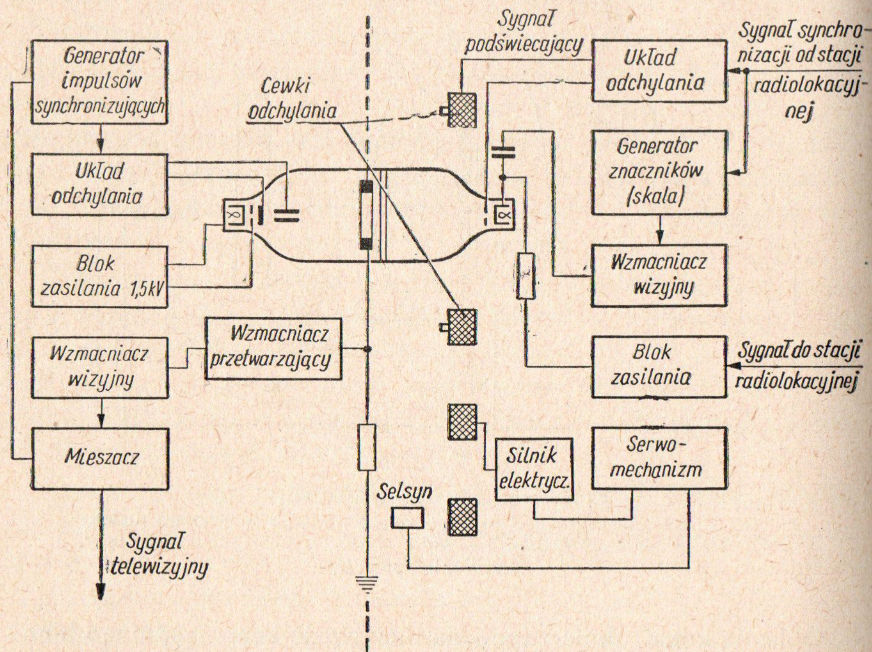
Rys. 40-5. Schemat grafekonu:
1 — wyrzutnia odczytująca, 2 — zespół odchylający, 3 — warstwa dielektryku, 4 — folia aluminiowa, 5 — gęsta siatka, 6 — zespół odchylający, 7 — wyrzutnia zapisująca

Opisana konstrukcja zapewnia możliwość bezpośredniego bombardowania dielektryku wiązką odczytującą i bombardowania dielektryku przez cienką warstwę aluminium wiązką zapisującą z prawej.

Przy jednostronnej konstrukcji grafekonu płytka sygnałowa jest jednolita, a obie wyrzutnie znajdują się po jednej stronie mozaiki pod kątem do siebie.

Przy kolejnym przeprowadzaniu zapisu i odczytu grafekon pracuje w następujący sposób. Podczas przepływu wiązki odczytującej w procesie przygotowania do zapisu potencjał mozaiki osiąga równowagę $U_r = U_{kol} \approx 0$. Ponieważ potencjał płytki sygnałowej w rozpatrywanym przypadku równy jest -50 V, więc różnica potencjałów U_c będzie wynosiła $U_M - U_{sp} = -50$ V.

Zapisująca wiązka ma dużą szybkość (10 kV) i jest modulowana sygnałami wejściowymi. W mozaice zachodzi zjawisko przewodnictwa indukowanego. Napięcie U_c na elementach mozaiki zmniejsza się (wartość bezwzględna) odpowiednio do napięcia sygnałów wejściowych. Po zakończeniu cyklu zapisu na mozaice zostaje zapisany dodatni potencjałowy obraz na poziomie ujemnym.



Rys. 40-6. Zastosowanie grafekonu przy zamianie obrazu radiolokacyjnego w obraz telewizyjny

Wiązka elektronów „odczytująca" obraz ma mniejszą szybkość (1000 V). Ponieważ w procesie zapisu potencjał mozaiki był różny od potencjału równowagi U_r w kierunku bardziej niskich potencjałów, więc przy każdym odczycie zachodzi zmiana potencjałów w kierunku przeciwnym (w kierunku U_r). Jak i w innych lampach przy tym w obwodzie płytki sygnałowej powstają impulsy prądu, a z wyjścia zdejmuje się impulsy napięcia, których amplitudy odpowiadają wartościom potencjałów, wcześniej zapisanych na każdym elemencie mozaiki.

Polaryzacja sygnałów wyjściowych okazuje się taka sama, jaka jest polaryzacja sygnałów wejściowych, mających miejsce przy zapisie.

Przy przeprowadzeniu odczytu jednocześnie z procesem zapisu zachodzi pewne niekorzystne zjawisko polegające na przechodzeniu na wyjście sygnałów wejściowych (przez wtórne prądy elektronowe). To zjawisko jest szczególnie niekorzystne, gdy odczyt przeprowadza się w inny sposób i przy innych szybkościach niż zapis. Aby temu zapobiec, można zmodulować prąd wiązki odczytującej wysoką częstotliwość (rzędu 30 MHz) w porównaniu z najwyższą częstotliwością widma sygnału wejściowego. Przy tym użyteczne sygnały wyjściowe otrzymujemy w kształcie obwiedni zmodulowanego nimi sygnału wysokiej częstotliwości. Mogą one być łatwo oddzielone od sygnałów zakłócających posiadających w porównaniu z nimi niską częstotliwość. Sygnały użyteczne otrzymuje się w drodze detekcji drgań wysokiej częstotliwości.

Grafekon może mieć najrozmaitsze zastosowania. Najczęstsze zastosowanie to przekształcanie obrazu radiolokacyjnego w telewizyjny. Schemat takiego urządzenia przedstawia rys. 40-6. To zastosowanie grafekonu pozwala na uzyskanie obrazu o lepszych parametrach (jaskrawość), a poza tym zwiększa się czułość dzięki efektywnej integracji.

40.5. ZASTOSOWANIE METOD INDYKACJI ZNAKOWEJ

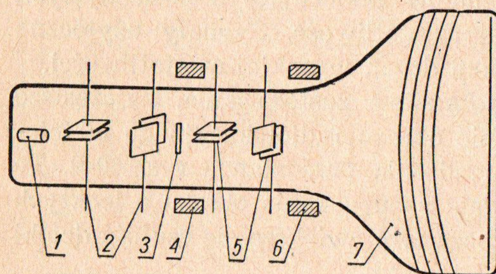
Zakres informacji przedstawionych na ekranie wskaźnika może być znacznie rozszerzony przy wykorzystaniu metody indykacji znakowej. Ta ostatnia umożliwia przedstawienie na ekranie dodatkowo danych o śledzonym celu w postaci liter, cyfr i innych znaków umownych.

Znakową indykację realizuje się najrozmaitszymi metodami. W specjalnych lampach elektrono-promiennych znakową indykację uzyskuje się przez przepuszczanie wiązki elektronów przez specjalną matrycę z wygrawerowanymi znakami i rzutowanie jej na ekran lampy. Odpowiednie znaki i ich usytuowanie na ekranie wskaźnika osiąga się przez odpowiednie modulowanie napięć odchylających (odchylanie elektrostatyczne) czy prądów (odchylanie magnetyczne).

Może być tu zastosowana również inna metoda, polegająca na tym, że promień elektronów wykreśla w odpowiednim miejscu ekranu żądany znak, podobnie jak ołówek na papierze, albo też promień kreśli zamkniętą krzywą i jest tylko w odpowiednich miejscach wygaszany, podobnie jak ołówek poruszający się nad papierem w odpowiednim miejscu do niego przytykany i kreśli żądany znak.

Opisane wyżej metody mogą być realizowane w zwykłych lampach pamięciowych, których sterowanie jest tylko odpowiednio zaprojektowane.

W lampach specjalnych, jak to było wspomniane, indykację znakową uzyskuje się przez przepuszczanie wąskiej wiązki elektronów przez matrycę, dalej natomiast usytuowanie znaku na ekranie uzyskuje się zwykłymi metodami. Tu też możliwe są różne rozwiązania.



Rys. 40-7. Charaktron:
1 — wyrzutnia elektronów, *2* — płytki wybierające, *3* — matryca, *4* — cewka odchylająca, *5* — płytki kompensujące, *6* — cewki odchylające, *7* — spirala przyspieszająca, *8* — ekran

1. Strumień elektronów przechodzi przez dużą matrycę (po odpowiednim odchyleniu przechodzi przez żądany otwór), następnie wraca do osi lampy i dalej jest odchylany, aby trafił w odpowiedni fragment ekranu.

2. Matryca jest mała i strumień obejmuje ją całą, tak że przechodzi przez wszystkie jej otwory. Następnie natrafia na przesłonę, która wybiera odpowiedni znak i dalej jest odchylany w zwykły sposób. Ta druga metoda ma tę zaletę, że nie potrzeba stosować dwóch zespołów odchylania, trudność polega natomiast na konstrukcji miniaturowej matrycy.

3. Matryca jest na zewnątrz lampy. W tym przypadku obraz matrycy rzutuje się optyczną drogą na fotokatodę, w rezultacie czego w lampie formuje się wiązka elektronów, składająca się z rzędu elementarnych wiązek, których przekrój odpowiada żą-

danemu znakowi. Odbiór tego znaku przeprowadza się taką samą drogą jak w poprzednich metodach.

Wymienione wyżej trzy sposoby indykacji znakowej znalazły zastosowanie przy konstrukcji specjalnych lamp.

Rysunek 40-7 przedstawia lampę o indykacji znakowej, zwaną charaktron. W lampie tej wiązka elektronowa z wyrzutni przechodzi przez pierwszy zespół odchylający (dwie płytki), który skierowuje wiązkę elektronów na żądany znak w matrycy. Matryca ta ma grubość 0,025 mm i powierzchnię 1,6 cm^2. Na niej z przerwami co 0,76 mm rozłożone są 64 znaki o wysokości 0,31 mm każdy. Typy znaków i ich liczba mogą być różne.

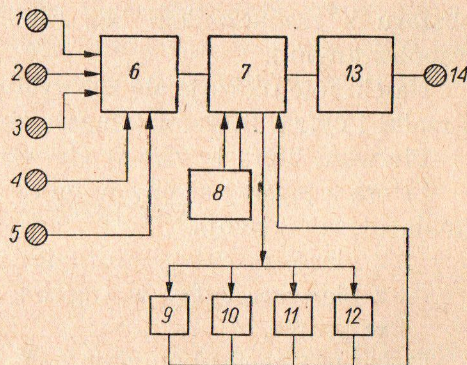
Po przejściu wiązki przez matrycę przekrój wiązki posiada postać żądanego znaku. Wybrany znak zdeterminowany jest odchylającymi napięciami. Następnie dzięki płytkom kompensującym *5* wiązka elektronów wraca do osi lampy. Cewki *6* skierowują ją w odpowiedni punkt ekranu.

40.6. ZASTOSOWANIE CHARAKTRONU

Półautomatyczny system obrony powietrznej przedstawia rys. 40-8.

System koncentruje się w maszynie liczącej (układ dwójkowy). Dane przez urządzenie pamięciowe *6* podawane są na system zliczający (arytmetyczny).

Źródłem informacji są stacje radiolokacyjne *1*, centra sąsiednie *2*, naziemne punkty obserwacji *3*, plany lotów własnych samolotów *4* i dane meteorologiczne *5*. Wszystkie te dane wchodzą do bloku *6* w różny sposób, a więc dane meteorologiczne i plan lotów przy pomocy kart perforowanych z naziemnego punktu obserwacyjnego — sposobem ręcznym, z sąsiednich centrów automatycznych, a ze stacji radar. telef.



Rys. 40-8. Zastosowanie charaktronu w półautomatycznym systemie obrony powietrznej

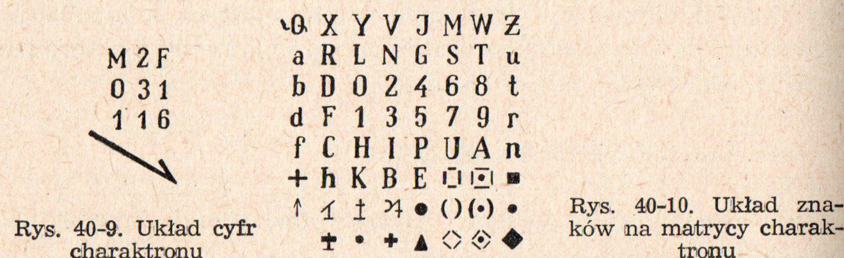
— wideoimpulsy modulujące częstotliwość nośną (później następuje detektorowanie, selekcja i zapamiętywanie).

Te dane są zapamiętywane i utrzymywane w „pamięci" maszyny póki nie są potrzebne do kolejnych przeliczeń.

Jeżeli nie jest wiadome czy obiekt jest nieprzyjacielski, maszyna porównuje kurs obiektu z planem lotów i jednocześnie oblicza najbardziej racjonalne sposoby zniszczenia go (1 minuta).

Zakodowane dane przechodzą przez linię *13* na linię *14*, która rozgałęzia się na bazy lotnicze i rakietowe, na środki będące w powietrzu itp.

Kontrola pracy urządzenia i odbiór wyniku zachodzi przy pomocy aparatów *9*, *10*, *11*, *12* i urządzenia *8* dla podłożenia kursu



Rys. 40-9. Układ cyfr charaktronu

Rys. 40-10. Układ znaków na matrycy charaktronu

obiektu wyliczonego przez maszynę na siatkę współrzędnych. Wszyscy operatorzy mają przed sobą wskaźniki typu charaktron. Na ekranie tego wskaźnika naniesiona jest mapa chronionego obszaru z zaznaczeniem baz rakietowych i artyleryjskich (ze współrzędnymi).

Na ekranie ukazuje się znak celu (rys. 40-9), składający się ze strzałki i cyfr z literami (długość strzałki ⇒ szybkość).

Pierwsza litera i cyfra w pierwszym rzędzie — numer celu.

Litera z prawej strony w pierwszym rzędzie — typ samolotu (mała litera — swój).

2 pierwsze cyfry w drugim rzędzie — dokładna szybkość.

2 pierwsze cyfry w trzecim rzędzie — ilość samolotów w grupie.

Cyfry w trzeciej kolumnie — wysokość celu.

Charaktron różni się tym od innych lamp, że promień elektronów przechodzi przez matrycę (rys. 40-10) z otworami. Grubość

matrycy 0,025 mm, na której metodą fotomechaniczną wytrawiono litery i cyfry.

Promień po wyjściu z elektronowej wyrzutni *1* przechodzi przez płytki odchylania pionowego i poziomego, dzięki czemu przechodzi przez odpowiedni znak w matrycy, (wszystko zależy od napięć na płytkach). Następnie po przejściu przez cewkę *5* i po skupieniu, wpada w pole cewek odchylających i rzutuje się na ekran w formie litery czy znaku.

W zależności od prądów w cewkach odchylających znak pojawia się w tej albo innej części ekranu.

Te prądy oczywiście zależą od współrzędnych obiektu, a napięcie na płytkach od innych danych charakterystycznych celu, który wyliczyła maszyna.

Szybkość promienia elektronu i poświata lampy jest dostatecznie duża, żeby wszystkie znaki charakteryzujące obiekt były widoczne jednocześnie.

P r z y k ł a d   p r a k t y c z n y. Jeżeli po obliczeniu trzeba użyć środków niszczących obiekt, to z punktu ilustrującego bazę artyleryjską ukazuje się strzałka, która wskazuje kierunek, w jakim powinien lecieć nasz samolot myśliwski. Jednocześnie w punkcie, gdzie powinno nastąpić zniszczenie obiektu ukazuje się symbol, litera bazy, z której powinien wystartować lotnik. Litera obejmuje kwadrat, pod którym ukazuje się czas w minutach niezbędny dla zniszczenia.

Maszyna licząca wykazuje wszystkie obliczenia dotyczące naprowadzenia na cel. Jeżeli trzeba pierwotny kurs lotnika zmienić, to maszyna to również oblicza i pokazuje. Maszyna dotąd naprowadza na cel, aż lotnik może posłużyć się automatycznym radarem na pokładzie samolotu.

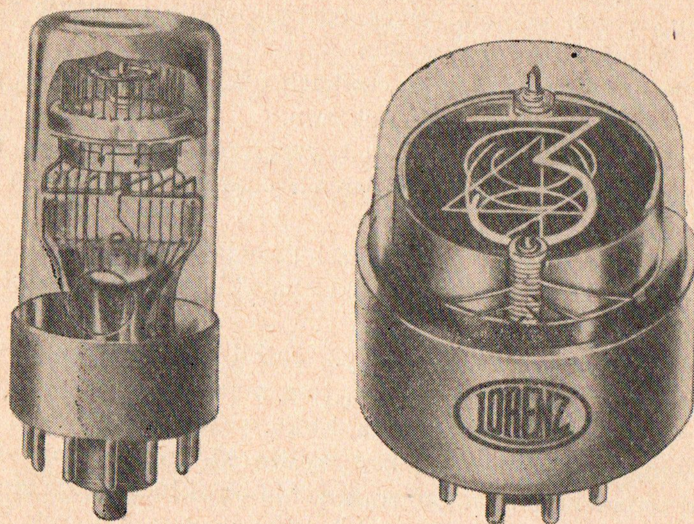
41. LAMPY LICZĄCE I ŁĄCZNIKOWE

41.1. LAMPY LICZĄCE

Zadaniem lamp liczących jest odliczanie impulsów i bezpośrednie wskazywanie w systemie dziesiętnym wartości liczbowych doprowadzonych impulsów. Lampy liczące pracują na zasadzie

lamp elektronopromieniowych. Wymiary ich są tylko trochę większe od normalnych wymiarów lamp wzmacniających, np. lampy 6AC7 (rys. 41-1).

Elektrony emitowane z katody zostają zebrane przez „działo elektronowe" (rys. 41-2) w promień w postaci wstęgi. Promień



Rys. 41-1. Lampy liczące EIT

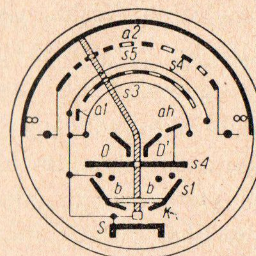
wstęgowy w przeciwieństwie do zwykłego promienia o przekroju kołowym wykazuje następujące zalety:

1) budowa lamp jest bardziej uproszczona,
2) wartość natężenia prądu w promieniu elektronowym jest duża,
3) napięcie zasilania jest niskie,
4) uzyskuje się ostry zarys promienia.

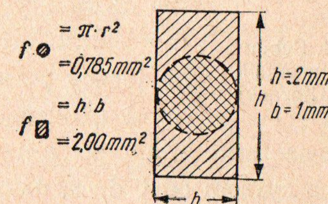
Również i budowa układu elektrod do wytwarzania promienia wstęgowego jest znacznie prostsza niż przy promieniu o przekroju kołowym. Promień wstęgowy ograniczony jest tylko jedną płaszczyzną. Regulacja wszystkich części jest też znacznie uproszczona. Do budowy lamp liczących mogą być użyte podobne elementy, jakie stosuje się w zwykłych nowoczesnych lampach wzmacniających.

Przy jednakowej gęstości prądu i takiej samej szerokości promienia, natężenie prądu w promieniu wstęgowym jest większe niż w promieniu o przekroju kołowym, co uwidocznione jest na rys. 41-3.

Przy stałym natężeniu prądu, a więc i stałym strumieniu elektronów ładunek przestrzenny jest mniejszy przy zwiększającym się przekroju, a więc przy zmniejszającej się gęstości prądu promienia elektronowego. Siły odpychające, z którymi wzajemnie na siebie oddziaływują równolegle biegnące elektrony i które przy wzrastającej długości promienia prowadzą do jego rozproszenia — zmniejszają się. Wskutek tego możliwe jest również zmniejszenie napięcia przyśpieszającego.



Rys. 41-2. Zasada budowy działa elektronowego dla wytwarzania promienia wstęgowego



Rys. 41-3. Porównanie powierzchni promienia wstęgowego z powierzchnią promienia kołowego

Korzystne jest również i to, że wymagana długość promienia wstęgowego jest o 50% mniejsza od długości promienia kołowego.

Ogniskową f takiej soczewki elektronowej oblicza się z wzoru:

Promień o przekroju kołowym

$$f = \frac{4U}{E_2 - E_1}$$

Promień wstęgowy

$$f = \frac{2U}{E_2 - E_1}$$

gdzie: U — potencjał soczewki, E_2 — natężenie pola po stronie obrazu, E_1 — natężenie pola po stronie przedmiotu.

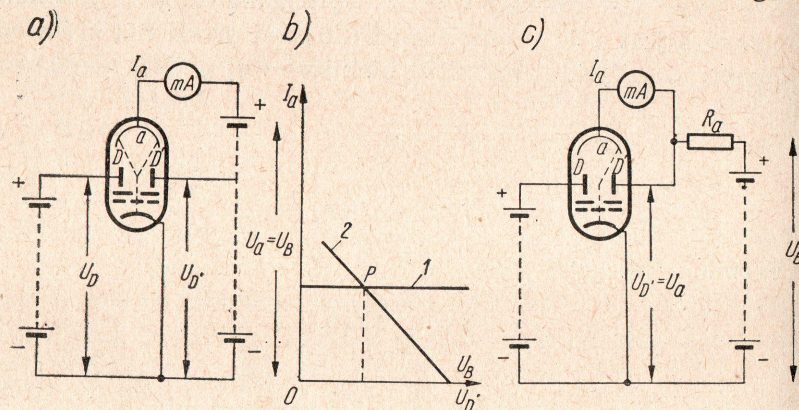
Elektronowy promień wstęgowy przy napięciu zasilania 200 ÷ 300 V i długości promienia około 20 mm umożliwia otrzymanie natężenia prądu promienia o wartości około 2 mA.

Promień wstęgowy przechodzi przez dwie płytki odchylające D i D' (rys. 41-2 i 41-4), które mogą mu nadać 10 różnych, stałych pozycji. Natrafia on ostatecznie na elektrodę rozszczepiającą s_4 mającą 10 szczelin, wraz z pewnymi pomocniczymi otworami. Promień pada więc przez jedną z tych 10 szczelin i przez jeden z otworów, znajdującej się z tyłu anody a_2, na świecącą warstwę l osłony lampy. Przy jednej ze znajdujących się tam cyfr od 0 do 9 powstaje plama świetlna. Wskazuje ona, na którą z tych 10 możliwych pozycji skierowany został promień wstęgowy. Jako materiał świecący stosuje się niebiesko świecący tlenek cynku, odznaczający się szczególną trwałością.

Rys. 41-4. Schematyczny rysunek lampy liczącej

Dziesięć stabilnych pozycji promienia wstęgowego, odpowiadających cyfrom od 0 do 9, uzyskuje się w następujący sposób.

Na rys. 41-5 *a* przedstawiono uproszczony szkic lampy elektronopromieniowej. Jeżeli do płytki odchylającej D doprowadzimy stały potencjał, a do D' potencjał zmienny, wówczas strumień elektronowy przesuwa się po powierzchni anody, przy czym prąd anodowy pozostaje stały (prosta *1* na rys. 41-5 *b*). Jeżeli zgodnie



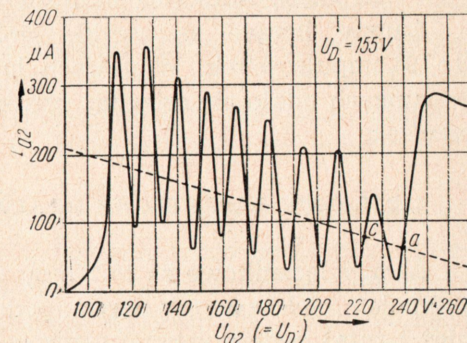
Rys. 41-5. Zasada stabilizacji promienia elektronowego

z rys. 41-5 *c* płytka odchylająca D' zostanie bezpośrednio połączona z anodą i poprzez wspólny opornik R zostanie połączona z dodatnim biegunem baterii, wówczas otrzymamy następujące równanie

$$U_a = U'_D = U_B - I_a \cdot R$$

Na wykresie przedstawionym na rys. 41-5 *b* odpowiada to prostej *2*. Na płytce odchylającej D' zjawia się teraz potencjał określony odciętą punktu przecięcia prostej *1* i *2*. Temu określonemu potencjałowi odpowiada również stałe miejsce promienia elektronowego, tzn. że uzyskany jest stan równowagi.

W dotychczasowych rozważaniach przyjęto, że promień elektronowy pod wpływem napięcia sterującego na płytkach odchylających może bezpośrednio dotrzeć do dowolnego punktu na anodzie. W lampach liczących na drodze promienia elektronowego leży jednak elektroda szczelinowa, wskutek czego przy ciągłym ruchu tego promienia natrafia on czasem na elektrodę szczelinową, a czasem poprzez jedną ze szczelin — na anodę. Odpowiednio do tego otrzymuje się przebieg prądu anodowego, przedstawiony na rys. 41-6.



Rys. 41-6. Przebieg prądu anodowego lampy liczącej

Krzywa ta jest przecięta przez tzw. „prostą oporności" 19 razy, przy czym jednak tylko punkty *a*, *c* itd. przedstawiają stany trwałej równowagi.

Siatki hamujące s_3 i s_5 służą do przechwytywania elektronów wtórnych, emitowanych przez elektrodę szczelinową lub anodę.

Przesunięcie promienia elektronowego z położenia wyjściowego O otrzymuje się przez doprowadzenie dodatniego impulsu do płytki odchylającej D, która (poprzez pewną oporność) przyłączona jest do źródła napięcia stałego. Wskutek impulsu promień odchyla się i osiąga najbliższe położenie ustalone. Przy następnym impulsie przeskakuje on znowu o jeden krok dalej. Przy każdym

dziesiątym impulsie promień trafia na anodę zwracającą a_1. Wywołany przez to impuls napięcia przełącza promień bardzo szybko z powrotem do położenia *O*. Ponadto impuls może być przekazany dalej na następną lampę liczącą, która wówczas liczy dziesiątki.

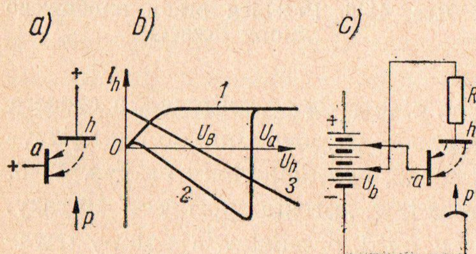
Aby zapewnić bezbłędną pracę lamp liczących, kształt i amplituda impulsów przełączających muszą odpowiadać następującym wymaganiom:

— amplituda 13,6 V ± 18%,
— stromość narastania impulsu 20 V/μs,
— stromość zanikania impulsu 2 V/μs } $t_{og} = 22$ μs.

Lampy liczące są zwykle próbowane prędkością liczenia $3 \cdot 10^4$ impulsów/sek. W pracach laboratoryjnych w specjalnych warunkach udało się osiągnąć prędkość liczenia ponad 10^6 impulsów/sek.

41.2. LAMPY ŁĄCZNIKOWE WŁĄCZAJĄCE

Lampy łącznikowe są to lampy elektronowe z żarzoną katodą i układem elektronooptycznym, podobne do lamp liczących. Również i tutaj wykorzystano wstęgowy promień elektronowy. „Zestyki wtórnej emisji" pozwalają na przełączanie wzmacniacza ale ze stosunkowo małą opornością przejścia.



Rys. 41-7. Zasada tworzenia zestyku elektronicznego za pomocą emisji wtórnej

Zależnie od celu, do którego mają być zastosowane lampy łącznikowe, rozróżniamy lampy włączające, przełączające i sygnalizacyjne.

Powstanie „zestyku" elektronicznego za pomocą wtórnej emisji wyjaśnia rys. 41-7.

Emitowany z katody pierwotny promień elektronowy *p* (rys. 41-7 *a*) trafia na elektrodę *h*, do której doprowadzone jest napięcie dodatnie. Jeżeli elektroda *h* nie może emitować elektronów wtórnych, wówczas w przewodzie doprowadzonym do elektrody *h* popłynie prąd I_h. Przedstawiony jest on graficznie za pomocą krzywej *1* (rys. 41-7 *b*). Jeżeli elektroda *h* jest jednak tak uformowana, że może emitować w dużej ilości wtórne elektrony i do elektrody *a* doprowadzone jest napięcie $U_a > U_h$, wtedy już przy nieznacznym napięciu dodatnim na *h* powstają elektrony wtórne, które są przechwytywane przez elektrodę *a*. Przebieg krzywej *2* na rys. 41-7 *b* przedstawia wartości I_h (charakterystyka dynatronowa). Przy doprowadzeniu do elektrody *h*, poprzez oporność *R* (rys. 41-7 c) napięcia stałego otrzymuje się dla $U_h = f(I_h)$ krzywą, przedstawioną na rys. 41-7 b — jako krzywa *3*.

Punkt przecięcia tej prostej z krzywą *2* daje wartość U_h oraz I_h ustalającą się wtedy, jeżeli do elektrody *a* doprowadzone jest napięcie U_a. Jeżeli *R* i U_B zostaną tak dobrane, aby prosta *3* przecięła krzywą *2* na wzrastającej stromo części, to odpowiedni potencjał U_h jest prawie równy U_a. Zmiana U_a wywołuje zmianę U_h i to z takim samym znakiem.

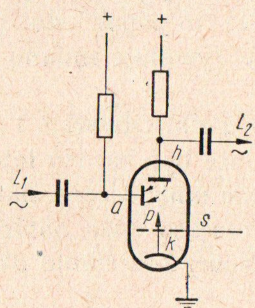
W ten sposób powstaje „zestyk" między *a* i *h*. Otwarcie i zamknięcie tego zestyku, a więc połączenie może być bardzo łatwo zrealizowane, jeżeli w pobliżu katody zostanie umieszczona siatka sterująca. Jeżeli siatka ta otrzyma wystarczająco duże napięcie ujemne, wtedy pierwotny promień elektronowy przestanie działać i zestyk zostanie otwarty.

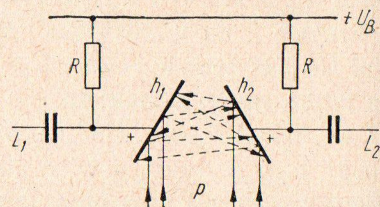
W układzie wskazanym na rys. 41-8 możliwe jest przełączanie napięcia zmiennego za pomocą zestyku elektronowego. Napięcie zmienne doprowadzone do *L* wywołuje zmiany potencjału na elektrodzie *a*. Zmianom tym towarzyszy zmiana potencjału *h* tak, że na L_2 zjawia się znowu napięcie zmienne odpowiadające napięciu doprowadzonemu do L_1. Napięcia na L_1 i L_2 mają jednakowe fazy.

Zestyk ten jest jednokierunkowy. U_h zmienia się odpowiednio do zmian napięcia U_a — odwrotnie jednak zmiany U_h nie powodują zmian U_a. W tych wszystkich przypadkach (w telefonii), w których dla każdego kierunku przenoszenia stosowane są oddzielne kanały (połączenia dwutorowe), ten system lamp jest zupełnie wystarczający. Jeżeli jednak będą potrzebne zestyki dwukierunkowe (połączenia jednotorowe), wtedy jest konieczne zastosowanie lampy wykorzystującej również zjawisko emisji wtórnej, jednak inaczej zbudowanej. Zestyk dwustronny jednakowy dla

obu kierunków powstaje wtedy, gdy lampa zostanie wykonana całkowicie symetrycznie (rys. 41-9). Obydwie elektrody są tak zbudowane, że mogą emitować wtórne elektrony. Pracują one na przemian jako elektroda emisji wtórnej i anoda, tak że prąd płynący do każdej elektrody składa się w przeważającej części z dodatniego prądu anodowego i w mniejszej części z ujemnego prądu emisji wtórnej.

Takie dwa dwukierunkowe zestyki z łatwością można zmieścić w bańce lampy o normalnych wymiarach. Opisane lampy jednak zawodzą, gdy włącza się szeregowo więcej niż 3 styki. W teletechnice łączeniowej wymaga się jednak niekiedy łączenia szeregowego wielu zestyków.





Rys. 41-9. Zasada działania dwukierunkowego zestyku elektronicznego

Rys. 41-8. Przełączanie napięcia zmiennego za pomocą zestyku elektronicznego

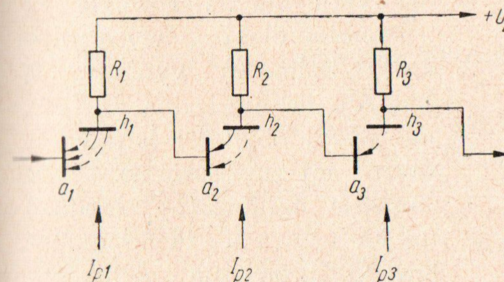
Trudności łączenia szeregowego zestyków, opartych na zjawisku emisji wtórnej, przedstawione są na przykładzie trzech jednokierunkowych zestyków elektronowych na rys. 41-10.

Przede wszystkim przyjęto, że oporności R_1 do R_3 są na tyle duże, że prąd przepływający przez nie może być pominięty. Oprócz tego trzy pierwotne prądy elektronowe są równe ($I_{p1} = I_{p2} = I_{p3}$). Elektroda h_3 trzeciej lampy musi zatem otrzymać taki potencjał, aby mogła emitować tyle wtórnych elektronów, ile pojawia się elektronów pierwotnych, tzn. $\delta_3 = 1$.

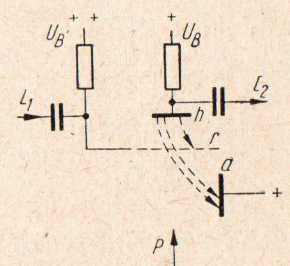
Do elektrody zbierającej a_3 płynie prąd $I_{s3} = I_{p3}$. Prąd ten razem z pierwotnym prądem elektronowym I_{p2} trafia na elektrodę h_2. Elektroda h_2 musi emitować więc prąd emisji wtórnej $I_{p2}+I_{s3} = 2\,I_p$. Łatwo z tego wywnioskować, że h_1 musi mieć

współczynnik emisji wtórnej $\delta_1 = 3$. Materiały z dużą zdolnością do emisji wtórnej osiągają wartość tego współczynnika co najwyżej równą 5. Ponieważ poprzez oporności R_1 do R_3 przepływa jeszcze jeden prąd, który również będzie musiał być kompensowany, wydaje się, że w najlepszym przypadku szeregowo mogą być łączone tylko 3 zestyki.

Jeżeli należy połączyć szeregowo więcej niż trzy zestyki elektroniczne, wówczas trzeba rozdzielić funkcje elektrody wejściowej i zbierającej, spełniane dotychczas przez jedną elektrodę a. Zestyk składać się będzie wtedy z trzech elektrod. Elektroda wejściowa r otrzymuje postać siatki. Dochodzi tu osobna elektroda zbierająca a o stałym potencjale (rys. 41-11).



Rys. 41-10. Szeregowe połączenie trzech zestyków jednokierunkowych



Rys. 41-11. Układ z elektrodą wejściową wykonaną w formie siatki

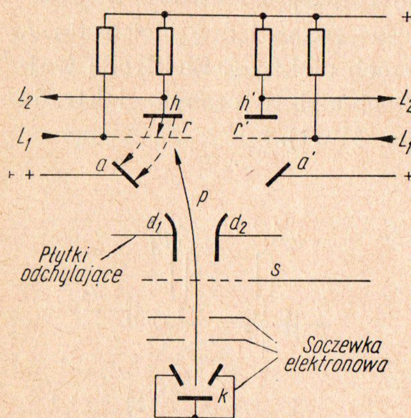
Emitowane przez elektrodę h elektrony wtórne przechodzą w większej części przez siatkę r i docierają do elektrody zbierającej a. Jak to wyjaśnia rys. 41-7 również i tutaj potencjał h podąża za wahaniem potencjału r. Do r płynie jeszcze tylko bardzo mały prąd. Może on być w znacznej części skompensowany, gdy siatka r otrzyma współczynnik emisji wtórnej $\delta = 1$, tzn. gdy będzie zwrócona uwaga na to, aby siatka r emitowała tyle wtórnych elektronów, ile do niej dopływa elektronów pierwotnych.

W takim wykonaniu można bez trudu łączyć szeregowo nawet do dziesięciu zestyków, na co pozwala prawie bezprądowa praca elektrody wejściowej r. Dla wielu przypadków w praktyce teletechniki łączeniowej jest to całkowicie wystarczające.

41.3. LAMPY ŁĄCZNIKOWE PRZEŁĄCZAJĄCE

W lampach przełączających stosuje się omówione uprzednio zestyki emisji wtórnej z trzema elektrodami i pierwotny strumień elektronowy uformowany w postaci promienia wstęgowego.

W lampach tych strumień elektronowy przejmuje zadanie szczotki wybieraka. Pierwotny strumień elektronowy musi odpowiadać pewnym warunkom, które są analogiczne do tych, jakie były stawiane lampom liczącym.



Rys. 41-12. Zasadniczy układ lampy przełączającej

Spełnienie tych warunków uzyskuje się przez zastosowanie promienia wstęgowego.

Promień elektronowy o przekroju kołowym wymaga, ze względu na niezbędną długość, tak dużej objętości lampy, że zakres jej zastosowania byłby znacznie ograniczony. Dlatego też nie używa się zwykłego kołowego promienia elektronowego, który jest stosowany na przykład w oscylografach. Dalsze zalety promienia wstęgowego zostały już wykazane przy opisie lamp liczących.

Cechą charakterystyczną lampy przełączającej (rys. 41-12) jest zarówno zestyk emisji wtórnej, jak również zastosowanie promienia wstęgowego. Wytworzony w dziale elektronowym promień wstęgowy przebiega między płytkami odchylającymi d_1 i d_2. Napięcie doprowadzone do tych płytek wytwarza pola elektrostatyczne, przez które promień zostaje odchylony i zależnie od wyboru może być skierowany na lewy albo prawy układ elektrod. Wówczas między elektrodami L_1 i L_2 albo L_1' i L'_2 powstaje zestyk elektroniczny, opisany już poprzednio w lampach włączających.

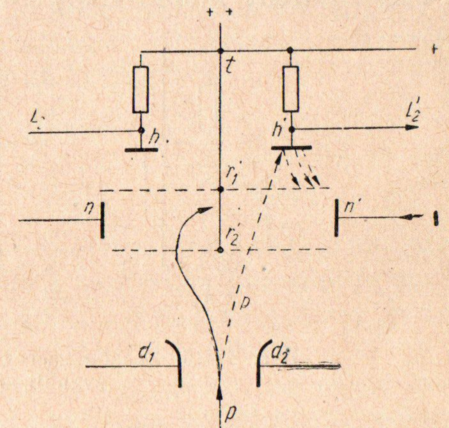
Górna częstotliwość graniczna lampy o zestykach wtórnej emisji jest określona przez stałą czasową lampy ($\tau = RC$), gdzie R oznacza oporność wewnętrzną szczeliny międzystykowej (około 1 kΩ), a C oznacza pojemność między zestykiem i anodą (około 3 pF). Prędkość łączenia lamp przełączających jest tego samego rzędu, co i lamp liczących.

Podczas gdy w lampach włączających pierwotny promień elektronowy musi być włączany i wyłączany tylko przez siatkę sterującą s — w lampach przełączających należy rozróżniać dwa przebiegi sterujące. Obok włączania i wyłączania promienia elektronowego, może on być dodatkowo odchylany od jednego układu do innego za pomocą płytek odchylających.

Lampy włączające i przełączające umożliwiają przenoszenie prądu mównego, ponieważ wahania napięcia sygnału wyjściowego odpowiadają wahaniom napięcia sygnałów wejściowych. Można łączyć szeregowo najwyżej dziesięć takich zestyków elektronicznych.

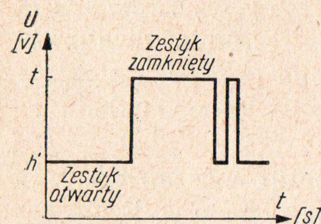
41.4. LAMPY ŁĄCZNIKOWE SYGNALIZACYJNE

Lampa sygnalizacyjna jest również lampą zestykową o wtórnej emisji z pierwotnym promieniem elektronowym w formie wstęgi. Jedynie wskutek odmiennej budowy tych lamp otrzymuje się inny sposób działania w stosunku do dotychczas opisywanych typów lamp. Zasadniczy układ lampy sygnalizacyjnej wyjaśnia rys. 41-13.


Rys. 41-13. Zasadniczy układ lampy sygnalizacyjnej

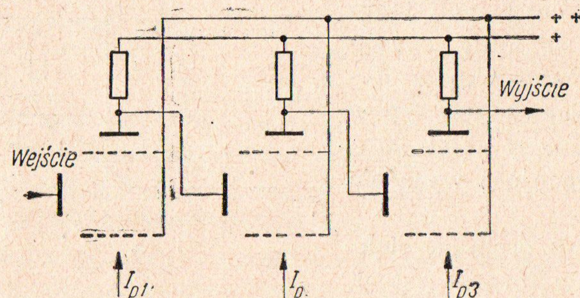
Pierwotny promień elektronowy p w formie wstęgi, przenika przede wszystkim do siatki sterującej s, za pomocą której może być zaryglowany lub przepuszczany (1. przebieg łączenia). Następnie przechodzi on pomiędzy płytkami odchylającymi d_1 i d_2. Przez napięcie sterujące tych płytek promień zostaje skierowany do lewej lub prawej komory lamp (2. przebieg łączenia).

Wiązka promieni przechodzi ostatecznie do obszaru podzielonego przez elektrody $r_1'-r'_2-t$ na dwie komory. Ponieważ do tych elektrod doprowadzony jest bardzo wysoki dodatni potencjał, pierwotne elektrony zostaną przez nie przyciągnięte i nie będą mogły dotrzeć do elektrody h, zdolnej do emisji wtórnej. Przypadek ten jest tutaj przedstawiony przykładowo w lewej komorze lampy. „Zestyk” lampy między h i n jest więc otwarty.



Rys. 41-14. Napięcie wyjściowe lampy sygnalizacyjnej

Jeżeli przyjmiemy, że pierwotny promień elektronowy jest skierowany przez płytki odchylające do komory prawej (narysowany linią przerywaną) i że do elektrody wejściowej n' doprowadzone jest dodatnie napięcie sterujące, którego potencjał zbliżony jest do potencjału $r'_1-r'_2-t$, to wtedy między tymi elektrodami $(n'-t-r'_1-r_2)$ powstaje przestrzeń nie zawierająca prawie żadnego pola (3 przebieg łączenia). Przez tę przestrzeń mogą jednak bez przeszkód przenikać pierwotne elektrony, które trafiają obecnie na elektrodę h'. Elektrony



Rys. 41-15. Zasada szeregowego łączenia lamp sygnalizacyjnych

wtórne, emitowane przez tę elektrodę zostają przez r'_1 przechwycone i h' przyjmuje potencjał równy potencjałowi r'_1.

W ten sposób zostaje zamknięty „elektroniczny zestyk wtórnej emisji”, co już było uprzednio opisane. Na przewodzie wyjściowym otrzymuje się odpowiednio do tego albo potencjał określony przez potencjał + (przy otwartym zestyku), albo potencjał

określony przez $++-r'_1$. Lampa sygnalizacyjna wytwarza przeto jednostronny zestyk, za pomocą którego mogą być przenoszone dwa stany na przewód L_2. Jak to widzimy na rys. 41-14 możliwe jest tylko przenoszenie impulsów prądu stałego.

Zaletą tych typów lamp jest możliwość szeregowego łączenia dowolnej ich liczby. Wynika to stąd, że w tym przypadku nie są szeregowo włączone „strefy zestyków”, a tylko sterowanie odbywa się poprzez coraz to dalszą płytkę odchylającą (rys. 41-15). Jeden zestyk nie przyjmuje więc prądu następnego zestyku, jak to miało miejsce przy omawianiu rys. 41-10.

42. WSTĘPNE WIADOMOŚCI Z FIZYKI CIAŁA STAŁEGO

42.1. CHARAKTER I ENERGIA ELEKTRONU

Zakłada się, że natura elektronu jest dwoista: cząstka i fala. Pojęcie dwoistości wyjaśnia rysunek 42-1.

Elektron e, poruszając się po pełnej orbicie kołowej, podczas każdego okrążenia przebywa odległość odpowiadającą czterem długościom fali (odległość od a do b). Tak więc

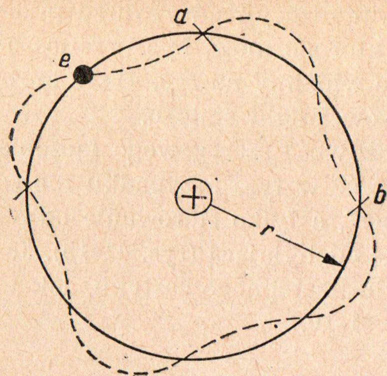
$$\text{łuk } ab = 1; \quad \text{długość fali} = \lambda$$

oraz

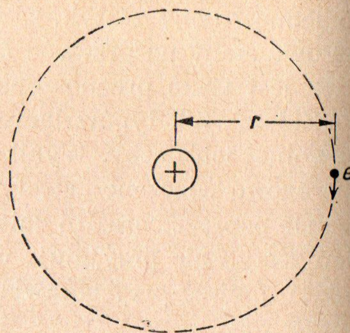
$$n\lambda = 2\pi r$$

Dla danej długości fali λ, n musi być liczbą całkowitą, gdyż ułamkowe długości fali powodują zakłócenia normalnego stanu równowagi atomu. Liczba całkowita n nosi nazwę liczby kwantowej, która teoretycznie może przyjmować wartość 1, 2, 3, itd. Atomy mogą mieć pewne elektrony poruszające się po orbitach eliptycznych wymagających dla określenia każdej z nich podwójnej liczby kwantowej. Przy rozpatrywaniu orbitalnego ruchu elektronów należy wziąć pod uwagę fakt, że dla danego wyodrębnionego atomu istnieje jedynie określony zbiór orbit.

Energia elektronu poruszającego się po orbicie wokół jądra atomu jest trzech rodzajów. Po pierwsze, jest to energia potencjalna określona przez sumowanie pracy potrzebnej do zrówno-

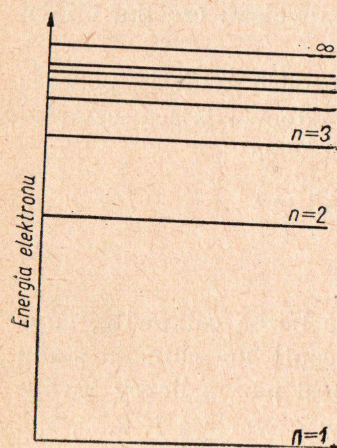


Rys. 42-1. Fikcyjna orbita elektronu



Rys. 42-2. Orbita elektronu poruszającego się wokół jądra

ważenia przyciągania dodatniego jądra i utrzymania elektronu na swej orbicie o promieniu r (rysunek 42-2). Po drugie, jest to energia kinetyczna określona przez ruch elektronu wokół jądra. Wynosi ona $^1/_2\ mv^2$. Po trzecie, jest to energia pochodząca od wirowania elektronu wokół swej osi.



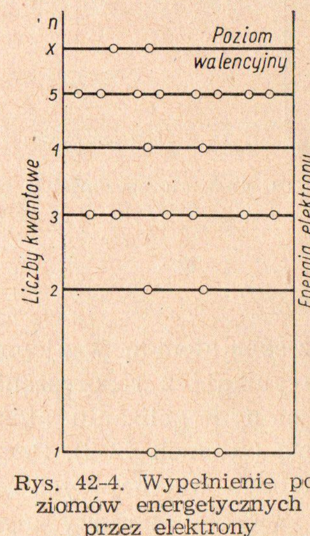
Rys. 42-3. Poziomy energetyczne w atomie

Każdy elektron jest przyciągany w kierunku jądra z siłą równą Ke, przy czym K jest natężeniem pola elektrycznego wytwarzanego przez ładunek dodatni jądra; sile tej przeciwdziała siła odśrodkowa elektronu obracającego się wokół jądra. Przesunięcie elektronu z jednej orbity na następną, bardziej oddaloną od jądra, wymaga dostarczenia określonej ilości energii. Natomiast przy przejściu elektronu z orbity dalszej na kolejną bliższą jądra, wyzwala się określona ilość energii. Dlatego więc położenie dowolnego elektronu w jakimś atomie można określić na podstawie znajomości jego orbity lub też ustalając jego poziom energetyczny. Poziomy energetyczne elektronów w atomie można przedstawić na wykresie w postaci szeregu linii poziomych (rys. 42-3). Na

osi pionowej zaznaczono wartość energii elektronu na danym poziomie energetycznym. Odległość między liniami poziomymi oznacza, jaką ilość energii musi elektron uzyskać lub też stracić, aby przejść na wyższy lub niższy poziom energetyczny. Najniższy poziom energetyczny nosi nazwę pierwszego stanu elektronu i odpowiada orbicie wewnętrznej. Wyższe poziomy czy stany nazywamy kolejno drugim, trzecim itd. Zgodnie z podanym już uprzednio stwierdzeniem, elektron w wyodrębnionym atomie może się znajdować jedynie na jednym z poziomów energetycznych, czyli w jednym ze stanów; przestrzenie między poziomami stanowią strefy zabronione.

42.2. STRUKTURY ATOMÓW

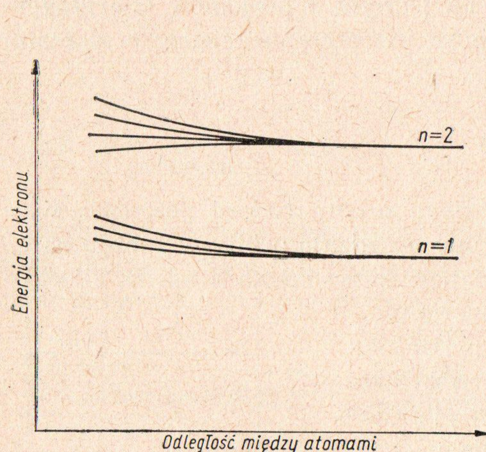
Wszystkie atomy z wyjątkiem atomu wodoru posiadają więcej niż jeden elektron. Elektrony obsadzają orbity w sposób określony przez liczbę atomową danego pierwiastka. Rozkład elektronów na różnych poziomach energetycznych podano przykładowo na rysunku 42-4. W normalnym atomie wszystkie poziomy energetyczne, z wyjątkiem zewnętrznego, będą całkowicie obsadzone. Elektrony znajdujące się na zewnętrznym, czyli górnym poziomie energetycznym, noszą nazwę elektronów walencyjnych. Tylko one biorą udział w łączeniu się atomów w cząstki. Charakteryzują się również tym, że potrzebują minimum energii do przejścia na wyższe poziomy. Tylko elektrony walencyjne uczestniczą w przewodzeniu. Gdy elektron walencyjny ulega przesunięciu z normalnego poziomu energetycznego na wyższy — mówimy, że atom został wzbudzony. Proces oderwania się elektronu walencyjnego od swego atomu na skutek dostarczenia mu odpowiedniej energii, nosi nazwę jonizacji. Po nastąpieniu jonizacji atom posiada ładunek dodatni; nosi on nazwę jonu dodatniego.



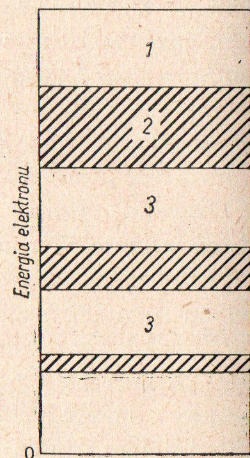
Rys. 42-4. Wypełnienie poziomów energetycznych przez elektrony

Energię potrzebną do wzbudzenia lub zjonizowania atomu dostarczają takie źródła, jak światło, ciepło, pole elektryczne.

Występowanie w przestrzeni ogromnej liczby pojedynczych atomów zmienia w pewnym sensie pojęcie energii ustalone dla pojedynczego atomu. Jak wiadomo mała koncentracja atomów towarzyszy strukturze gazowej, większa — strukturze ciekłej, zaś bardzo duża koncentracja atomów — ciału stałemu. Przy każdym jednak stopniu koncentracji elektrony i jądra sąsiadujących



Rys. 42-5. Rozszczepienie poziomów energetycznych w atomach



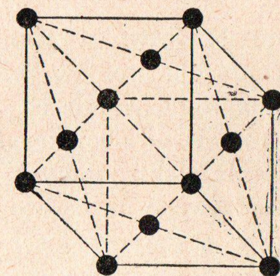
Rys. 42-6. Pasma energetyczne w atomach: 1 — pasmo przewodnictwa, 2 — pasmo podstawowe (walencyjne), 3 — pasmo zabronione

z sobą atomów wzajemnie na siebie oddziałują. Oddziaływania te wynikają z rozproszenia poziomów energetycznych. Przy wzajemnym zbliżaniu atomów poziomy energetyczne rozszczepiają się (rysunek 42-5). Przy wzajemnym przenikaniu się orbit elektronów walencyjnych może nastąpić rozszczepienie zewnętrznych poziomów energetycznych i utworzenie się podpoziomów. W wyniku rozszczepiania powstają pasma energetyczne w miejsce ustalonych poziomów energetycznych; jednocześnie zwęża się szerokość pasm zabronionych. Wynikające stąd pojęcie pasma energetycznego ilustruje rysunek 42-6; będziemy się nim posługiwać w dalszych rozważaniach.

Odległość między dwoma sąsiednimi atomami ogranicza zasada wyłączności Pauliego. Można to częściowo wyjaśnić w sposób następujący. Z jednej strony, elektrony walencyjne jednego z sąsiadujących z sobą atomów są przyciągane przez naładowane dodatnio jądro drugiego, i odwrotnie. Powstająca w ten sposób siła ma tendencję zbliżania obu atomów. Z drugiej strony, każdy z sąsiadujących z sobą atomów zachowuje normalne swoje poziomy energetyczne, z wyjątkiem zewnętrznego zapełnionego elektronami. Ponieważ w poziomach zapełnionych nie można dodać nowych elektronów, przenikanie do wyższych poziomów energetycznych pasma zapełnionego jest wykluczone. Ograniczenie to powstaje w wyniku działania siły odpychania. Siłę przyciągania występującą między dodatnim jądrem a elektronami sąsiedniego atomu równoważy siła odpychania, utrzymując w ten sposób stałą odległość między atomami. Formułując zasadę Pauliego w sposób bardziej zrozumiały dla czytelnika można powiedzieć, że w powłoce elektronowej atomu nie mogą znajdować się dwa elektrony o jednakowych wartościach wszystkich liczb kwantowych.

42.3. BUDOWA KRYSTALICZNA CIAŁA STAŁEGO

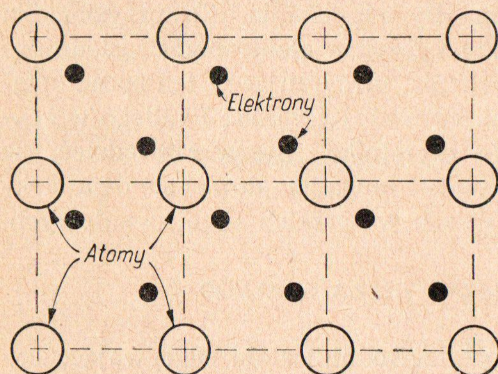
Wszystkie metale oraz półprzewodniki stałe odgrywające zasadniczą rolę w elektronice posiadają strukturę krystaliczną. Metale są złożone ze skupisk kryształów, które są pewnym uporządkowanym zbiorem atomów pierwiastka tworzącego ciało stałe. Na rysunku 42-7 przedstawiono rozmieszczenie atomów w jednostkowej (elementarnej) sieci krystalicznej metalu będącego dobrym przewodnikiem prądu elektrycznego (jak miedź, srebro aluminium). Atomy znajdują się na narożnikach sześcianu oraz w środku każdej ze ścianek. Na rysunku 42-8 przedstawiono w układzie płaskim strukturę miedzi. Atomy miedzi są utrzymywane w obrębie siatki krystalicznej na skutek wiążącego działania elektronów walencyjnych, istniejących w najwyższym poziomie energetycznym atomu. Są to tzw. wią-



Rys. 42-7. Komórka elementarna regularnej sieci krystalicznej

zania jonowe lub elektrostatyczne. W metalach elektrony walencyjne wywierające te siły nie towarzyszą poszczególnym atomom, lecz występują jako wspólna grupa. Zgodnie więc z tym mówimy o nich często, że są to elektrony swobodne, tzn. że mogą zupełnie łatwo poruszać się w sieci krystalicznej, a podczas tego procesu inne elektrony zajmując ich miejsca utrzymują wiązania sieci krystalicznej. Ta swoboda ruchu elektronów walencyjnych wyjaśnią łatwość przenoszenia ładunku oraz zjawisko przewodnictwa elektrycznego w strukturach krystalicznych metali.

Może się tu przydać spostrzeżenie, że w atomie miedzi znajduje się 29 elektronów otaczających dodatnie jądro. Powłoka podstawowa atomu miedzi zawiera zaledwie jeden elektron, pozostałe 28 elektronów znajduje się w orbitach wokół jądra: 2 elektrony — w pierwszej powłoce, 8 — w drugiej, 18 — w trzeciej. Jedyny elektron walencyjny jest luźno związany, łatwo odrywa się i staje się elektronem swobodnym.



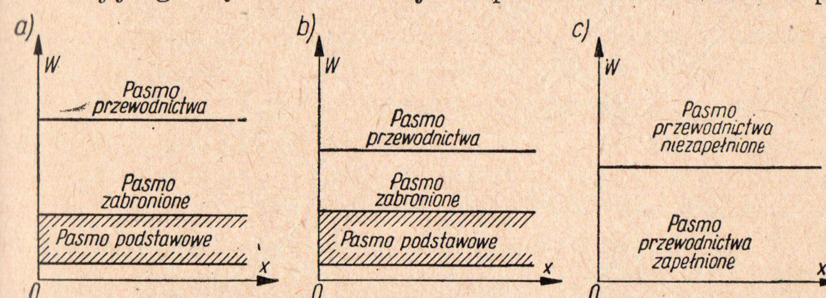
Rys. 42-8. Budowa krystaliczna metalu

Dobre przewodnictwo miedzi łatwo wyjaśnić na podstawie modelu pasmowego. Koncentracja atomów miedzi wywołuje uprzednio opisane rozszczepienie dozwolonych poziomów energetycznych. Rozmieszczenie atomów w sieci krystalicznej pociąga za sobą wzajemne przenikanie elektronowych poziomów, aż do nałożenia się pasma podstawowego na pasmo przewodnictwa. W tych warunkach dodanie nieznacznej wartości energii (w wyniku przyłożonego pola elektrycznego) przesuwa pewne elektrony walencyjne do pasma przewodnictwa i pozwala na przenoszenie ładunku.

W metalach pasmo podstawowe nie jest nigdy całkowicie zapełnione, dlatego w każdej temperaturze można łatwo przesuwać elektrony do pasma przewodnictwa. W temperaturze zera bezwzględnego jądra atomów pozostają w stanie spoczynku, a elektrony walencyjne mogą się swobodnie poruszać w sieci krystalicznej ruchem zbliżonym do falowego; oporność metalu wynosi zero (o ile nie ma domieszek). Przy podwyższaniu się temperatury metalu, atomy w sieci krystalicznej podlegają drganiom (wibracjom) cieplnym, przeciwstawiającym się w pewnym sensie swobodnym ruchom elektronów. To tłumaczy zachodzący zazwyczaj wzrost oporności metali wraz ze wzrostem temperatury.

Struktura pasm energetycznych, przedstawiona na rys. 42-9, jest typowa dla ciał o stałych właściwościach półprzewodników (rys. 42-9 *b*) lub izolatorów (rys. 42-9 *a*). W metalach (rys. 42-9 *c*) pasma walencyjne i przewodnictwa nakładają się na siebie.

Wynika stąd, że w izolatorach poziomy energetyczne pasma walencyjnego są w normalnej temperaturze całkowicie zapełnione, pasma przewodnictwa całkowicie wolne, a szerokość pasma zabronionego jest duża (w praktyce dużo większa na ogół niż 2 eV). Wskutek braku swobodnych elektronów przewodność właściwa jest bardzo mała. W półprzewodnikach szerokość pasma zabronionego jest mniejsza (w praktyce nie przekracza 2 eV), poziomy energetyczne w pasmie podstawowym są w normalnej temperaturze częściowo nie obsadzone, w pasmie przewodnictwa znajduje się pewna liczba elektronów swobodnych, dzięki czemu możliwe jest przewodzenie prądu pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego. Przewodność właściwa jest stosunkowo duża w porównaniu z przewodnością elektryczną izolatora.



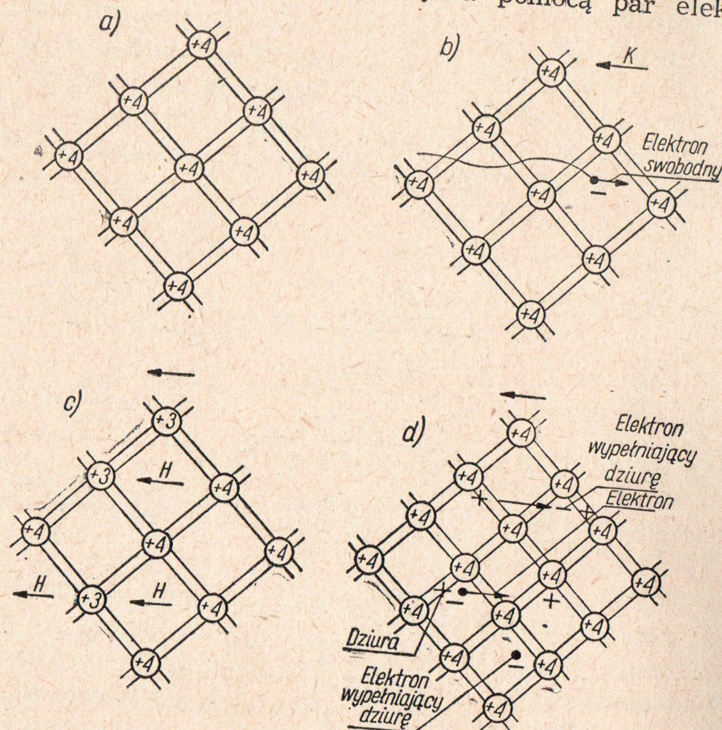
Rys. 42-9. Układ pasm energetycznych spotykanych w ciałach stałych $T = 0\,^{\circ}\mathrm{K}$ należących do grup: *a*) izolatorów, *b*) półprzewodników, *c*) metali

W metalach przewodność właściwa jest największa dzięki dużej liczbie swobodnych elektronów, która jest współmierna z liczbą atomów zawartych w danej objętości metalu.

42.4. ELEKTRONY I DZIURY W PÓŁPRZEWODNIKACH

Charakterystyczną właściwością półprzewodników jest to, że istnieją w nich jednocześnie dwa rodzaje nośników ładunków, a mianowicie elektrony i dziury.

Jeśli rozpatrzymy sieć krystaliczną np. diamentu, w której atomy węgla są powiązane ze sobą za pomocą par elektronów



Rys. 42-10. Przykłady schematyczne spotykane w sieci krystalicznej diamentu: *a*) w temperaturze absolutnego zera, *b*) zawierającej swobodne elektrony, *c*) zawierającej dziury będące wynikiem braku elektronu w wiązaniu ($T = 0$), *d*) zawierającej dziury, ale w temperaturze $T > 0$

w sposób symbolicznie przedstawiony na rysunku 42-10, to po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego układ pozostanie niezmieniony. Gdybyśmy do tego rodzaju sieci wprowadzili swobodny elektron (rys. 42-10 *b*), to wówczas mógłby on poruszać się w krysztale pod działaniem tego pola.

Wyobraźmy sobie teraz, że w szeregu punktów sieci — oznaczonych na rysunku 42-10 c literą H — brak jest jednego elektronu. Takie miejsca nazywać będziemy dziurą. Dziurze, podobnie jak elektronowi, możemy przypisać pewną funkcję falową. Wskutek tego, że dziura jest równoważna jednostkowemu ładunkowi dodatniemu i polaryzuje obszar znajdujący się dokoła niej, może ona przy przyłożeniu pola zewnętrznego i równoczesnym współdziałaniu cieplnych drgań sieci wyrwać elektron z sąsiedniego wiązania lub związać swobodny elektron. Powoduje to w rezultacie wędrówkę dziury od wiązania do wiązania i pod względem działania jest równoznaczne prądowi ładunków dodatnich (rys. 42-10 *d*). Oczywiście pamiętać należy o tym, że ten ruch dziury odbywa się za pośrednictwem elektronu walencyjnego przechodzącego w pasmie podstawowym z wiązania do wiązania. Kierunek ruchu tego elektronu walencyjnego jest przeciwny względem kierunku ruchu dziury.

Prąd elektronowy zatem wyobrazimy sobie jako wywołany ruchem elektronów w pasmie przewodnictwa, prąd dziurowy zaś jako wywołany ruchem elektronów w pasmie podstawowym.

Dziury i elektrony powstawać mogą w półprzewodniku samoistnym (tzn. czystym) wskutek szeregu przyczyn, a mianowicie:

a) drgań cieplnych sieci krystalicznej, przy czym liczba ich rośnie wykładniczo ze wzrostem temperatury absolutnej wg prawa $AT^n e^{\frac{B}{T}}$.

b) padającego na półprzewodnik promieniowania świetlnego, promieni Roentgena; liczba ich jest proporcjonalna wówczas do strumienia świetlnego.

42.5. POZIOM FERMIEGO

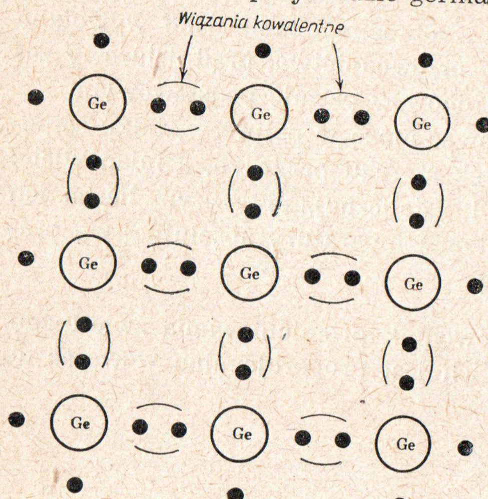
W ciele stałym chwilową energię elektronu określa jego odchylenie od pewnego punktu, czyli poziomu odniesienia. Dla danego ciała stałego ten poziom energetyczny odniesienia nosi nazwę poziomu Fermiego. Określają go pierwiastki chemiczne i struktura ciała stałego. Dla metali poziom Fermiego określa maksimum energii elektronu w pasmie walencyjnym w temperaturze zera bezwzględnego. Dla niektórych ciał stałych poziom Fermie-

go leży na wierzchołku pasma podstawowego; w ciałach stałych zawierających domieszki poziom Fermiego może się znajdować wewnątrz pasma zabronionego. We wszystkich jednak przypadkach różnica między poziomem Fermiego a dolną granicą pasma przewodnictwa określa minimum energii potrzebnej do wytworzenia przewodnictwa w danym materiale.

43. WŁASNOŚCI ELEKTRYCZNE PÓŁPRZEWODNIKÓW

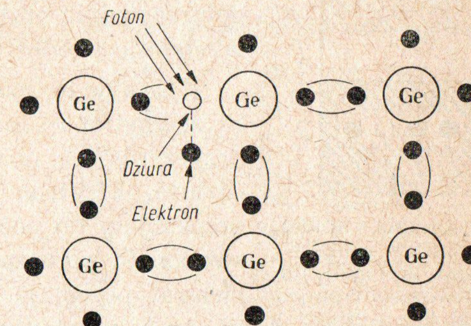
43.1. PÓŁPRZEWODNIKI SAMOISTNE

Półprzewodnik samoistny jest ciałem stałym o wiązaniach kowalentnych i doskonałej sieci krystalicznej. Na rysunku 43-1 przedstawiono na przykładzie germanu strukturę sieci krystalicznej o wiązaniach kowalentnych. Każdy z atomów kryształu posiada cztery elektrony walencyjne. Łączą się one z podobnymi im elektronami z sąsiednich atomów w pary elektronowe, tworząc wiązania kowalentne. Wiązania kowalentne są tak mocne, że każdy z elektronów powiązany jest obydwoma atomami. A więc w przeciwieństwie do metali nie występują tu elektrony swobodne. W temperaturze zera bezwzględnego pasma podstawowe są całkowicie zapełnione i przewodnictwo nie zawodzi. Tak więc półprzewodnik, jakim jest german samoistny, zachowuje się w tej temperaturze jak izolator.



Rys. 43-1. Budowa krystaliczna samoistnego germanu

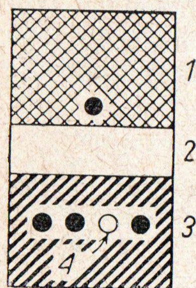
Dostarczając we właściwy sposób odpowiednią ilość energii cieplnej lub świetlnej do kryształu, możemy spowodować zniszczenie wiązania kowalentnego, jak to przedstawiono na rysunku 43-2. Zostaje tu wyzwolony elektron umożliwiający przewodzenie. Wyzwolony elektron pozostawia po sobie w sieci krystalicznej pustą przestrzeń, „dziurę", która zachowuje się tak, jak ładunek dodatni. A więc wyzwolenie elektronu pociąga za sobą powstanie pary: elektron-dziura. Teraz oba te nośniki, zarówno ujemny elektron jak i dodatnia dziura umożliwiają przewodzenie elektryczne. Po usunięciu elektronu energetyczne pasmo podstawowe pozostaje niezapełnione; umożliwia to przewodzenie w obrębie tego pasma. Poziomy energetyczne występujące w tym przypadku przedstawiono na rysunku 43-3. Gdy przyłożymy pole elektryczne skierowane w prawo (od plusa do minusa), elektrony w pasmie przewodnictwa przesuwać się będą w lewo, zaś „dziury" w pasmie podstawowym w prawo. W zasadzie dziura nie może się poruszać, lecz elektron wiązania kowalentnego przesuwając się w lewo (o jeden atom) obsadza jedną dziurę wytwarzając drugą, znajdującą się z prawej strony. Jest to równoważne stwierdzenie, że dziury przesuwają się w prawo zgodnie z kierunkiem przyłożonego pola. Dziura jest jedynie pojęciem fikcyjnym, wprowadzonym w fizyce. Opisane w dalszej części tego rozdziału zjawisko Halla ułatwi czytelnikowi przyswojenie sobie tego pojęcia.



Rys. 43-2. Powstanie pary elektron-dziura pod wpływem energii świetlnej

Prąd w półprzewodniku samoistnym składa się z dwóch części: prądu elektronowego wywołanego ruchem elektronów w pasmie przewodnictwa oraz prądu powstającego w wyniku ruchu dziur w pasmie walencyjnym. Ilość powstałych elektronów i dziur jest taka sama, natomiast ruchliwość elektronów jest wyższa — co sprawia, że zasadniczą częścią prądu płynącego w półprzewodniku są nośniki elektronowe. Jest to podstawą do stwierdzenia, że w półprzewodniku samoistnym elektrony stanowią większość nośników prądu.

Tworzenie par eletkron-dziura pod wpływem energii cieplnej lub świetlnej jest związane z ich chwilową separacją, dopóki pole elektryczne nie wywoła przewodzenia. Czas życia wytworzonej w krysztale pary elektron-dziura jest określony; po jego upływie następuje rekombinacja. Powstawanie par i rekombinacja są procesem ciągłym. Czas życia pary elektron-dziura wynosi dla germanu koło 10^{-4} s. Proces osiąga szybko stan równowagi, charakteryzujący się tym, że prędkość powstawania par jest równa prędkości ich wychwytywania przez zjonizowane atomy. Należy zaznaczyć, że suma liczby dodatnich i ujemnych ładunków w atomach i liczby par elektron-dziura pozostaje stała. Dlatego półprzewodnik jest elektrycznie obojętny i nie występuje w nim żaden ładunek przestrzenny.

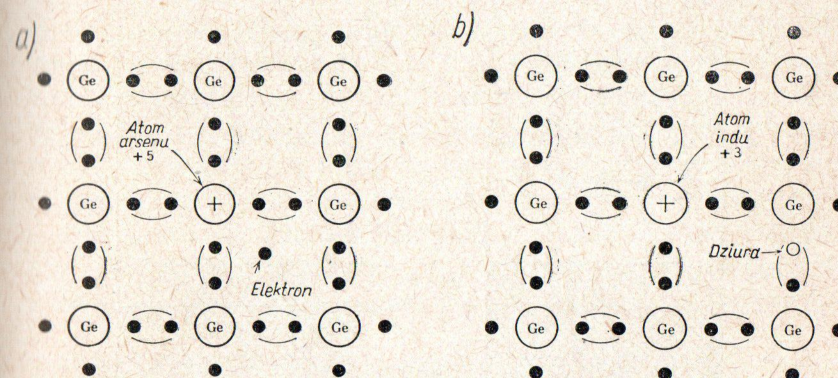


Rys. 43-3. Model pasmowy samoistnego germanu po utworzeniu pary elektron-dziura
1 — pasmo przewodnictwa, *2* — pasmo zabronione, *3* — pasmo walencyjne, *4* — dziura

Wracając do rysunków 43-2 i 43-3 widzimy, że zewnętrzna energia cieplna lub świetlna przyczynia się do powstawania par elektron--dziura. Elektron każdej takiej pary zostaje przesunięty do poziomu przewodnictwa i może swobodnie poruszać się w polu elektrycznym. Dziura pozostaje w pasmie podstawowym. W tym położeniu może ona zostać zajęta: 1) przez elektron, który dostał się do pasma przewodnictwa, lub 2) przez elektron z wiązania kowalentnego w pasmie podstawowym sąsiedniego atomu germanu. Ogólnie biorąc, elektron z sąsiedniego atomu (przypadek 2) może wypełnić dziurę; szereg następujących po sobie tego rodzaju „skoków” stanowi ruch dziury jako nośnika prądu. Ponieważ elektrony jako nośniki poruszają się w pasmie przewodnictwa ruchem swobodnym, a ruch dziur odbywa się drogą kolejnych skoków, można spodziewać się, że prędkość ruchu (ruchliwość) elektronów jako nośników jest większa niż ruchliwość dziur.

Właściwości przewodzenia większości stosowanych obecnie przyrządów półprzewodnikowych wynikają z dodania domieszek, a więc niedoskonałości wewnątrz kryształu. Są to już więc półprzewodniki niesamoistne.

Wprowadzenie do sieci krystalicznej czystego germanu lub krzemu nieznacznej ilości domieszek o wartościowości równej 5, np. arsenu lub antymonu, wywiera decydujący wpływ na właściwość przewodzenia. Przy wprowadzeniu tych domieszek do sieci krystalicznej germanu, zaledwie cztery elektrony domieszki (o wartościowości równej 5) mogą służyć jako wiązania kowalentne. Jak widać na rysunku 43-4 *a* pozostaje tu jeden dodatkowy elektron walencyjny. Jest on swobodny i może być nośnikiem prądu wewnątrz sieci krystalicznej. W tym przypadku arsen do-



Rys. 43-4. Sieć krystaliczna germanu zawierającego domieszkę: *a*) arsenu (o wartości 5), *b*) indu (o wartości 3)

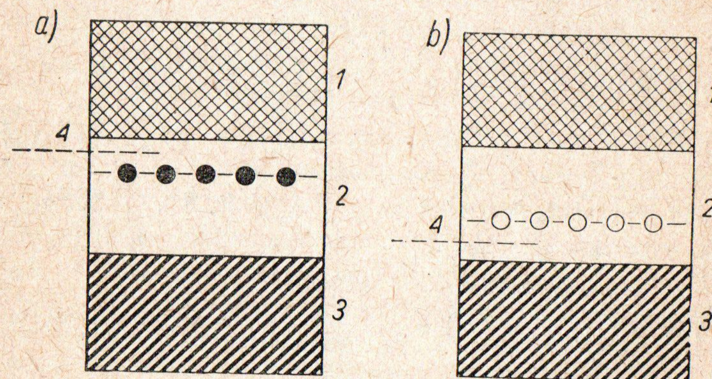
starcza wolne elektrony do sieci krystalicznej; nosi on nazwę domieszki donorowej. Ponieważ uzyskana struktura krystaliczna może jedynie przenosić ładunki ujemne (nośnikami są elektrony), taki półprzewodnik nosi nazwę półprzewodnika typu N (N — negative).

Należy zaznaczyć, że w strukturze krystalicznej typu N atom arsenu staje się jonem dodatnim. Jest on „uwięziony” i nie może się poruszać. Jedynie elektron jest nośnikiem ładunku. Kryształ jako całość jest obojętny, gdy ujemny ładunek każdego elektronu swobodnego jest zrównoważony przez odpowiedni ładunek dodatniego jonu arsenu.

Model pasmowy półprzewodnika typu M jest przedstawiony na rysunku 43-5 *a*. Obecność domieszki w postaci atomu arsenu

wytworzyła nowy poziom energetyczny; leży on w górnej części pasma zabronionego germanu, a poziom odniesienia Fermiego dla domieszki arsenu znajduje się w środku obszaru między tym nowym poziomem a dolną granicą pasma przewodnictwa. Oznacza to, że do przeniesienia dodatkowych elektronów do pasma przewodnictwa jest potrzebna stosunkowo nieduża energia zewnętrzna.

Wprowadzenie do sieci krystalicznej germanu lub krzemu nieznacznej ilości pierwiastka o wartościowości 3 (jak bor, aluminium, ind czy gal) zmienia właściwości przewodzenia otrzyma-



Rys. 43-5. Model pasmowego germanu: *a*) typu N, *b*) typu P: *1* — pasmo przewodnictwa, *2* — pasmo zabronione, *3* — pasmo walencyjne, *4* — poziom Fermiego

nego połączenia. Każdy atom domieszki o wartościowości równej 3 posiada zaledwie trzy elektrony walencyjne, które mogą się wiązać z czterema elektronami walencyjnymi atomu germanu. Jak to przedstawiono na rysunku 43-4 *b* brakujący elektron walencyjny wytwarza w powstałej strukturze krystalicznej niepełne wiązanie kowalentne, czyli „dziurę". W tej sytuacji atom indu odbiera jeden elektron kowalentny sąsiadującemu z nim atomowi germanu, pozostawiając puste miejsce zachowujące się jak ładunek dodatni. Miejsce to może zająć elektron kowalentny z sąsiedniego atomu germanu, zmieniając tym samym położenie dziury. W ten sposób utworzony dodatni ładunek przestrzenny (dziura) może przesuwać się swobodnie wewnątrz kryształu. Ponieważ

german „zaktywowany" domieszką indu posiada dodatkowe ładunki dodatnie, nosi nazwę półprzewodnika typu P (P — positive). Atom indu przywłaszcza tu sobie elektron — jest to tzw. domieszka akceptorowa.

Domieszka indu w krysztale półprzewodnika typu P występuje w postaci związanych z siecią krystaliczną jonów ujemnych co uniemożliwia im uczestniczenie w procesie przewodnictwa. Dodatnie ładunki dziur neutralizuje ujemny ładunek atomów domieszki; a zatem wewnątrz kryształu nie występuje żaden wypadkowy ładunek przestrzenny.

Model pasmowy półprzewodnika typu P przedstawiono na rysunku 43-5 *b*. Małe kółka umieszczone w dolnej części pasma zabronionego przedstawiają nowy poziom energetyczny wywołany obecnością atomów domieszki typu P. W temperaturze zera bezwzględnego poziom ten jest pusty. W celu przeniesienia elektronu z poziomu Fermiego do poziomu domieszek (akceptorów) potrzebna jest niewielka energia zewnętrzna. Te elektrony pochodzą z atomów germanu w paśmie podstawowym. Po przesunięciu ich, na ich miejscach pozostają dziury. W paśmie podstawowym zachodzi teraz omówione przewodnictwo dziurowe.

43.3. GENERACJA I REKOMBINACJA NOŚNIKÓW

W materiale półprzewodnikowym, np. typu N o gęstości domieszek donorowych N_D liczba nośników (elektronów) zależy od temperatury. O ile iloczyn kT jest większy od energii aktywacji domieszki donorowej, wszystkie domieszki są zjonizowane i spełniony jest warunek

$$n_o = N_D + p_o \tag{43.1}$$

gdzie: p_o — gęstość dziur w stanie równowagi, n_o — gęstość elektronów w stanie równowagi.

Gęstość dziur p_o jest wynikiem procesu generacji i rekombinacji par elektron-dziura, zależnym od temperatury.

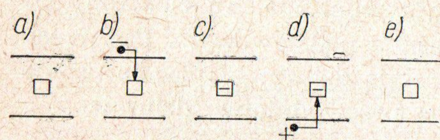
Proces generacji jest zrównoważony przez proces rekombinacji. Jeśli oznaczymy przez g i r przyrost i ubytek w jednostce czasu par elektron-dziura wywołany odpowiednio przez proces

generacji i rekombinacji, to wielkości te spełniają następujący warunek:

$$n_o p_o = \frac{g}{r} = n_i^2 \tag{43.2}$$

Proces rekombinacji może występować bądź bezpośrednio przez przejście elektronu z pasma przewodnictwa do pasma podstawowego, gdzie zobojętnia on dziurę, bądź za pomocą centrów rekombinacji i pułapkowych, o poziomach znajdujących się zwykle w pobliżu środka pasma zabronionego. Proces ten zilustrowany jest bardziej szczegółowo na rysunku 43-6.

W procesie rekombinacji następuje bądź wypromieniowanie fotonu, bądź zwiększenie energii cieplnej sieci. Poszczególne centra pułapkowe różnią się na ogół prawdopodobieństwem ich wypełniania przez elektrony lub dziury, co ma pewien wpływ na właściwości elektryczne półprzewodnika.



Rys. 43-6. Ilustracja procesu rekombinacji za pomocą centrum pułapkowego: *a*) centrum wolne, *b*) centrum chwytające elektrony, *c*) centrum naładowane ujemne, *d*) centrum chwytające dziurę, *e*) centrum wolne

Dane eksperymentalne potwierdzają, że głównym źródłem rekombinacji w półprzewodnikach, nawet najwyższej jakości są centra rekombinacji (centra pułapkowe), które wywołują zwykle wymianę elektronów z pasmem przewodnictwa. Zjawisko rekombinacji jest główną przyczyną przywracającą półprzewodnik do stanu równowagi. Jeśli bowiem wzrosłaby dwukrotnie liczba dziur, to zgodnie z wyrażeniem (43.2) musiałaby wzrosnąć dwukrotnie ilość rekombinacji par elektron-dziura.

Jeśli do półprzewodnika, np. typu N o gęstościach nośników w stanie równowagi n_o i p_o wprowadzimy bądź to za pomocą styku ostrzowego, jak w diodzie, bądź to za pomocą strumienia światła (fotonów), jak w fotodiodzie, dodatkową ilość nośników dziurowych o gęstości δ_p, to ze względu na warunek neutralności elektrycznej pojawi się w tym obszarze natychmiast ładunek elektronów o gęstości równej δ_p, który zapobiega powstawaniu

ładunku przestrzennego. Mamy wobec tego następujące gęstości nośników:

elektronów	$n_o - \delta_p$
i dziur	$p_o + \delta_p$

Stąd zmiana liczby dziur

$$\frac{\Delta p}{\Delta p} \approx r\,\delta p\,(n_o + p_o) \tag{43.3}$$

Oznaczając $r\,(n_o + p_o) = \frac{1}{\tau}$ wyrażenie (43.3) napisać można w postaci

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = -\frac{\delta p}{\tau}$$

Jest to podstawowa zależność określająca zjawisko rekombinacji.

Rozwiązując równanie otrzymujemy

$$\delta p = \delta p_o \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \tag{43.4*}$$

Oznacza to, że powrót układu do stanu równowagi odbywa się wykładniczo. Wielkość τ przyjęto nazywać czasem życia nośników. Określa ona fizycznie czas, po upływie którego liczby wprowadzonych nośników maleją do $1/e$ wartości początkowej. Jeśli rekombinacja nośników występuje przy współdziałaniu dwóch procesów o czasach życia τ_1 i τ_2, to wypadkowy czas określa równanie

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \tag{43.5}$$

W próbkach materiału półprzewodnikowego mamy zawsze do czynienia ze zjawiskiem rekombinacji wewnątrz i na powierzchni półprzewodnika. Wpływ poszczególnych procesów na wypadkową wartość czasu jest uzależniony od rozmiarów próbki (zwykle jej grubości) w stosunku do długości L drogi nośników ładunku zwanej drogą dyfuzyjną, jaką przebywają one od chwili ich powstania w procesie generacji do chwili ich rekombinacji.

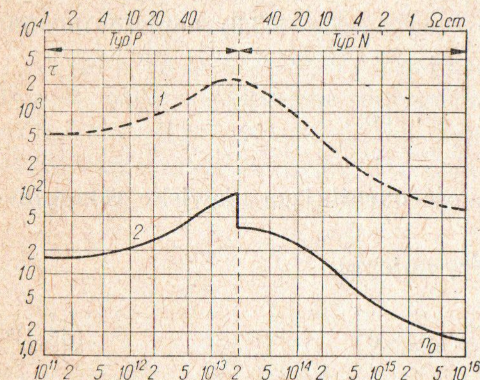
* Równania (43.3) i (43.4) otrzymuje się przez różniczkowanie i całkowanie.

Kwadrat długości tej drogi jest wprost proporcjonalny do czasu życia

$$L^2 = D\tau$$

gdzie: D jest współczynnikiem proporcjonalności zwanym stałą dyfuzji $\left[\frac{cm^2}{s}\right]$.

Jeśli więc czas życia określający rekombinację objętościową w próbce jest duży, oznacza to, że nośniki docierają do powierzchni półprzewodnika i wobec tego czas życia na powierzchni ma decydujące znaczenie.



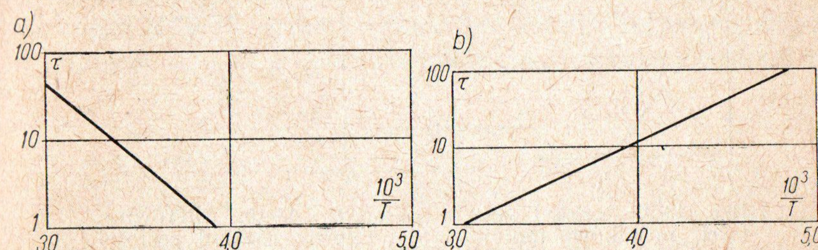
Rys. 43-7. Czas życia nośników: 1 — w zależności od oporności dla materiałów typu p i n bez dodatku miedzi, 2 — przy dodanych 30 mg miedzi w funkcji gęstości domieszek elektronowych n_0

Podobna sytuacja powstaje, jeśli rozmiary próbki (jej grubość) są małe.

Doświadczenie wskazuje (rysunek 43-7), że czasy życia obserwowane w półprzewodnikowych materiałach nie przekraczają zwykle kilku milisekund, podczas gdy obliczone czasy życia przy założeniu tylko rekombinacji bezpośredniej dziury i elektronu (tzw. radiacyjnej) wynoszą setki milisekund. Potwierdza to, że proces rekombinacji jest spowodowany głównie przez centra rekombinacji. Przy bardzo dużych gęstościach (gdy wartości p i n są duże) może przeważyć rekombinacja bezpośrednia.

Obróbka cieplna materiałów w wysokich temperaturach wywołuje poważne obniżenie czasu życia do wartości nie przekraczających kilku milisekund. Na przebieg zależności czasu życia od temperatury ma duży wpływ rodzaj domieszek, które tworzą centra rekombinacji. Ocenić to można najlepiej na podstawie rysunku 43-8.

Na wartość czasu życia na powierzchni półprzewodnika w decydujący sposób wpływa stan jego powierzchni. Nawet w przypadku idealnie czystej powierzchni ze względu na tzw. stany powierzchniowe wynikające z nieciągłości kryształu na powierzchni powstaje w warstwie powierzchniowej duża ilość poziomów w pasmie zabronionym, w którym elektrony mogą być przytrzymywane. Odpowiada to wzrostowi gęstości centrów rekombinacji, a więc obniżeniu czasu życia. Adsorpcja jonów tlenowych i innych przez powierzchnię półprzewodnika powoduje dalszą zmianę gęstości tych centrów, połączoną ze zmianą szybkości rekombinacji. Wynika stąd, że czas życia na powierzchni będzie w dużym stopniu zależny od obróbki chemicznej i otaczającej atmosfery. Z tego względu dąży się do wytworzenia takich warunków, które stabilizują potencjał powierzchniowy. Zamiast



Rys. 43-8. Zależność czasu życia od temperatury: a) dla germanu o zawartości Cu poniżej 10^{13} cm^{-3}, b) o zawartości Cu większej niż 10^{13} cm^{-3}

czasu życia nośników na powierzchni posługujemy się wielkością s, zwaną szybkością rekombinacji, którą znajduje się z definicji

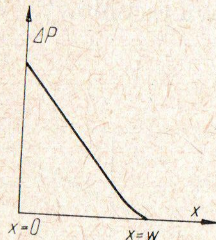
$$s = \frac{I_r}{p} \tag{43.6}$$

gdzie: I_r — prąd rekombinacji par elektron-dziura na jednostkę powierzchni, p — gęstość wprowadzonych nośników mniejszościowych tuż przy powierzchni.

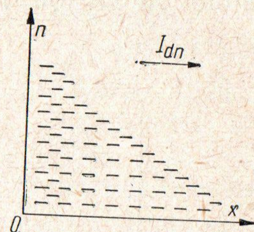
Wielkości s i τ określa się przez obserwację czasu zaniku impulsu elektrycznego, wywołanego przez krótki impuls świetlny rzucony: w pierwszym przypadku na bardzo cienką próbkę półprzewodnikową, w drugim zaś przypadku na stosunkowo grubą próbkę tego samego półprzewodnika.

43.4. DYFUZJA NOŚNIKÓW MNIEJSZOŚCIOWYCH

W zagadnieniach spotykanych w przyrządach półprzewodnikowych mamy często do czynienia z zagęszczeniem nośników mniejszościowych, występujących w obszarze przy złączu p-n. Np. w obszarze zwanym obszarem bazy tranzystora powstaje w stanie aktywnym rozkład gęstości nośników mniejszościowych, przedstawiony na rys. 43-9. Ta zmiana gęstości nośników wzdłuż obszaru powoduje znane w fizyce zjawisko dążenia układu do wyrównania różnic w celu uzyskania stanu odpowiadającego minimalnej energii układu. Wskutek tej dążności układu powstaje



Rys. 43-9. Rozkład gęstości nośników mniejszościowych wprowadzanych przez złącze emitera do obszaru bazy



Rys. 43-10. Nierównomierny rozkład gęstości nośników wywołujących prąd elektronowy

ruch nośników z obszaru o większej ich gęstości (rysunek 43-10) do obszarów o małej ich gęstości. Zjawisko to, zwane dyfuzją, przebiega z szybkością zależną od właściwości ośrodka, w którym się ono odbywa. Szybkość jego określona jest przez stałą D, zwaną stałą dyfuzyjną nośników ładunku. Wielkość prądu I_d zwanego prądem dyfuzyjnym, który przy tym powstaje, wyznacza się z zależności

$$I_{dn} = +qDn\frac{\Delta n}{\Delta x} \tag{43.7}$$

gdzie: $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ — przyrost gęstości nośników elektronowych [cm^{-4}],

D_n — stała dyfuzji nośników elektronowych $\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}\right]$, n — gęstość nośników będąca funkcją x.

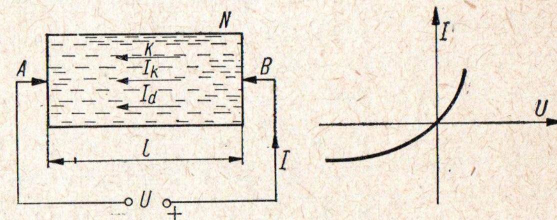
W przypadku dziur wyrażenie na prąd I_{dp} dyfuzyjny dziur ma postać identyczną, jeśli symbole D_n i Δn zastąpi się symbolem D_p i Δp.

Pomiędzy stałą dyfuzji i ruchliwością nośników istnieje związek określony zależnością Einsteina, a mianowicie

$$D = \frac{kT}{q}u \tag{43.8}$$

43.5. PRĄDY DYFUZJI I PRZEWODZENIA W PÓŁPRZEWODNIKU

W najbardziej ogólnym przypadku w półprzewodniku mamy do czynienia z równocześnie występującym działaniem pola elektrycznego K, wytworzonego przez przyłożenie na zewnątrz próbki napięcia U, oraz z nierównomiernym rozkładem gęstości nośników. Te dwie przyczyny wywołują powstawanie dwóch rodzajów prądów, a mianowicie: prądu przewodzenia I_k i prądu dyfuzji I_d.



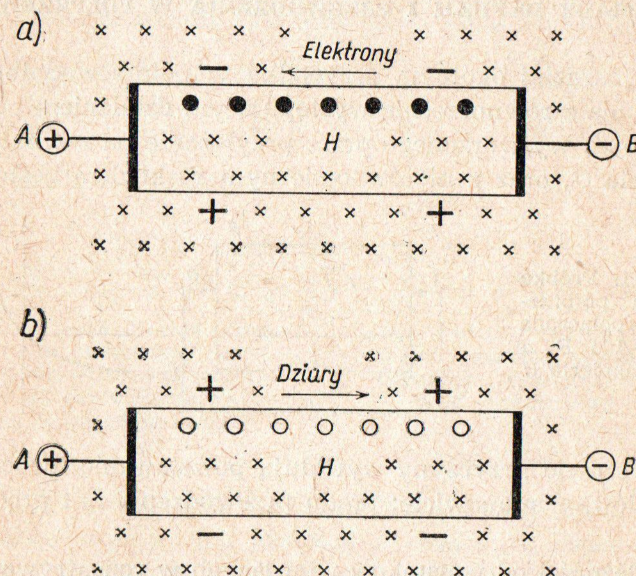
Rys. 43-11. Próbka materiału półprzewodnika połączona stykami A i B ze źródłem napięcia U

W zależności od warunków panujących w rozpatrywanym obszarze przeważa bądź jeden rodzaj prądu, bądź drugi, np. w obszarach bazy tranzystora przeważa prąd dyfuzji, w obszarach zaś emitera i kolektora poza obszarami przybarierowymi (przy odległości większej od drogi dyfuzyjnej) płyną prawie wyłącznie prądy przewodzenia.

Najczęściej spotykanym w półprzewodniku przypadkiem jest równoczesny przepływ prądu przewodzenia i prądu dyfuzyjnego, przy czym ten drugi jest prądem nośników mniejszościowych. Przykład takiego jednoczesnego występowania obu rodzajów prądu przedstawiono na rysunku 43-11. Pokazano tu próbkę półprzewodnika typu N, zakończoną po obu stronach stykami A i B o charakterystyce nieliniowej.

43.6. ZJAWISKO HALLA

Jeżeli umieścimy przewodnik z prądem elektrycznym w polu magnetycznym, skierowanym prostopadle do kierunku przepływającego prądu, podlega on działaniu pewnej siły. Oddziałuje ona na ładunki elektryczne, które są odchylane przez poprzeczne pole magnetyczne. Zjawisko to nosi nazwę zjawiska Halla; przedstawia je rysunek 43-12. Kierunek pola — jak zaznaczono na rysunku — jest prostopadły do przewodnika AB. Napięcie przyłożone między



Rys. 43-12. Zjawisko Halla: *a*) nośnikami są elektrony, *b*) nośnikami są dziury

punktami A i B wywołuje przepływ prądu o kierunku umownym, od A do B. Zgodnie z zasadą działania siły powstającej w wyniku oddziaływania pola magnetycznego na przewodnik z prądem, wszelkie nośniki ładunku są odchylane w górę. Gdy tymi nośnikami są elektrony (jak w strukturze typu n) poruszające się w lewo, tory ich zostają odchylone ku górnej krawędzi przewodnika, gdzie powstaje wtedy potencjał ujemny (rysunek 43-12 *a*). Gdy nośnikami ładunku są dziury (w strukturze typu p), poruszają się one w prawo i są odchylane w stronę górnej krawędzi przewodnika, tworząc na niej potencjał dodatni rysunek 43-12 *b*). Zgodnie z powyższym, biegunowość napięcia między dolną a górną krawędzią przewodnika AB wskazuje, które z nośników ładunku w danym przypadku przeważają — elektrony czy dziury. Tak przeprowadzone doświadczenie pozwala na wykorzystanie zjawiska Halla w celu stwierdzenia obecności dziur w półprzewodnikach typu p.

43.7. ZAKŁÓCENIA KONCENTRACJI NOŚNIKÓW ŁADUNKU W PÓŁPRZEWODNIKU

Działanie wielu przyrządów półprzewodnikowych związane jest z możliwością wywołania zakłóceń w koncentracjach nośników ładunku półprzewodnika niesamoistnego.

W półprzewodniku niesamoistnym w warunkach tzw. równowagi termodynamicznej istnieją określone i stałe koncentracje elektronów i dziur, tzw. koncentracje normalne. Wartość tych koncentracji zależy od rodzaju półprzewodnika, jego temperatury oraz od ilości zniekształceń sieci krystalicznej tego półprzewodnika. Mówiąc o koncentracjach nośników ładunku w półprzewodniku należy pamiętać, że ma się tu do czynienia z wartościami średnimi, które są wynikiem ciągłej generacji i rekombinacji nośników.

Zakłócenie stanu koncentracji normalnych w półprzewodniku można uzyskać w wyniku doprowadzenia do półprzewodnika energii z zewnątrz; mówi się wtedy o tzw. wprowadzaniu lub uwalnianiu nośników dodatkowych.

Wprowadzenia nośników dodatkowych można dokonać za pomocą specjalnej elektrody zwanej emiterem, w obwodzie której przepływa w odpowiednim kierunku prąd, jest to tzw. wprowadzanie prądowe.

Uwolnienia nośników dodatkowych można dokonać za pomocą światła lub promieni rentgenowskich; następuje wtedy generacja (uwolnienie) pary elektron-dziura. Parę elektron-dziura może uwolnić również pole elektryczne wytworzone w półprzewodniku, co wymaga jednak bardzo dużych natężeń pola elektrycznego.

Przy wprowadzaniu prądowym funkcję emitera może spełniać odpowiednio spolaryzowany styk ostrza metalowego z półprze-

wodnikiem lub też specjalnie wykonane i odpowiednio spolaryzowane złącze półprzewodnika jednego typu (np. typu n) z półprzewodnikiem przeciwnego typu (typu p), nazywane złączem p-n. Mechanizm wprowadzania prądowego omówiony zostanie przy bliższym rozważaniu właściwości styków ostrze metalowe — półprzewodnik i złącz p-n; zaznaczyć jednak należy, że ma się tu do czynienia ze wzrostem koncentracji nośników, mniejszościowych w najbliższym sąsiedztwie emitera oraz z takim praktycznie równoczesnym wzrostem koncentracji nośników większościowych, że warunek obojętności elektrycznej półprzewodnika w tym obszarze jest zachowany.

Przy uwolnieniu świetlnym foton o energii $h\nu$ większej od szerokości pasma zabronionego danego półprzewodnika, pochłonięty przez półprzewodnik może spowodować przejście elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa i stąd ma się tu do czynienia z uwolnieniem pary elektron-dziura.

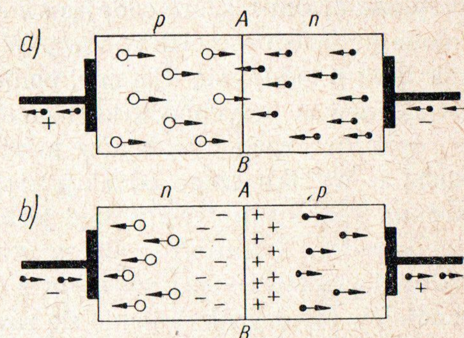
W półprzewodniku, w którym koncentracja normalna została zakłócona, powrót do stanu koncentracji normalnych (po usunięciu czynnika zakłócającego) odbywa się dzięki zjawisku rekombinacji dziur i elektronów. Równocześnie jeżeli w pewnym obszarze zaistniał wzrost koncentracji nośników, to obserwuje się rozpływ tych nośników do obszarów o mniejszej koncentracji. Jak się okazuje, nośniki ładunku wskutek drgań cieplnych sieci krystalicznej półprzewodnika ulegają zderzeniom z węzłami tej sieci krystalicznej i wykonują pewne przypadkowe ruchy w różnych kierunkach. Proces ten, zwany dyfuzją cieplną, rozpatruje się statystycznie przez rozważanie zachowania się dużej liczby nośników ładunku.

44. ZŁĄCZE p-n

Obszar na granicy dwóch półprzewodników o różnych typach przewodnictwa nazywa się złączem elektronowo-dziurowym lub złączem typu p-n. Przez pojęcie złącza p-n należy rozumieć pewien obszar, rozciągający się po obu stronach granicy styku półprzewodników, chociażby grubość tego obszaru była bardzo mała.

Złącze elektronowo-dziurowe wykazuje właściwości jednokierunkowej przewodności, tj. staje się opornikiem nieliniowym i dlatego jest wykorzystywane do prostownika prądu zmiennego. Na rysunku 44-1 przedstawiono przepływ prądu przez styk dwóch półprzewodników o różnych typach przewodnictwa, na przykład germanu typu p oraz germanu typu n.

Przy rozpatrywaniu występujących przy tym procesów chwilowo założymy, że półprzewodnik z lewej strony wykazuje przewodność dziurową, natomiast półprzewodnik z prawej strony — przewodność elektronową. Załóżmy przy tym, że napięcie ze źródła doprowadzone jest w taki sam sposób, że półprzewodnik typu p znajduje się pod potencjałem dodatnim, natomiast półprzewodnik typu n — pod potencjałem ujemnym (rysunek 44-1 a). Napięcie takie nazywa się napięciem przewodzenia. Pod wpływem tego napięcia elektrony w półprzewodniku typu n podążają do granicy AB i następnie przenikają w obszar półprzewodnika typu p; naprzeciw tym elektronom w półprzewodniku typu p poruszają się dziury, które przenikają w obszar półprzewodnika typu n.



Rys. 44-1. Przepływ prądu poprzez styk dwóch półprzewodników o różnym typie przewodnictwa

W przewodach zewnętrznych, łączących źródła napięcia z półprzewodnikiem, poruszają się tylko elektrony. Podążają one w kierunku od bieguna ujemnego źródła do półprzewodnika typu n i kompensują ubytek elektronów, które rekombinują z dziurami. Natomiast z półprzewodnika typu p elektrony podążają w kierunku dodatniego źródła, wskutek czego w tym półprzewodniku powstają wciąż nowe dziury. Opisany proces odbywa się bez przerwy, wskutek czego bez przerwy przepływa prąd. Prąd ten nazywa się prądem przewodzenia. Oporność złącza p-n dla prądu przewodzenia jest bardzo niewielka. Interpretując odmiennie, znaczny prąd przewodzenia może być uzyskany przy stosunkowo niewielkim napięciu przewodzenia.

W przypadku napięcia o przeciwnej biegunowości występuje zupełnie inne zjawisko (rysunek 44-1 b). W tym przypadku elektrony w półprzewodniku typu *n* poruszają się w kierunku dodatniego bieguna źródła, tj. oddalają od złącza *p-n*. Natomiast w półprzewodniku typu *p* podobnie poruszają się dziury i oddalają od złącza *p-n*. Przybliżając się do elektrody z lewej strony, dziury rekombinują z elektronami przybywającymi z bieguna ujemnego po przewodzie łączącym ten biegun z elektrodą.

Wskutek tego, że z półprzewodnika typu *n* odchodzą w pewnej ilości elektrony, ładuje się on dodatnio, ponieważ pozostają w nim dodatnio naładowane atomy. Są to te same atomy domieszki (na przykład arsenu), które oddając swe elektrony wytwarzały w germanie przewodność elektronową. W sposób podobny półprzewodnik typu *p* ładuje się ujemnie, ponieważ odchodzą z niego dziury (ściśle mówiąc przychodzą do niego elektrony, zapełniające dziury).

Jednakże ruch elektronów i dziur w przeciwległych kierunkach, w wyniku czego oddalają się one wzajemnie, trwa bardzo krótko. Taki krótkotrwały prąd jest podobny do prądu ładującego kondensator. Z obu stron złącza *p-n* powstają dwa różnoimienne ładunki przestrzenne, przy czym z chwilą, gdy tylko różnica potencjałów między nimi stanie się równa sem. źródła *E*, dalszy ruch ładunków ustaje. Cały układ stanie się podobny do naładowanego kondensatora. Oporność złącza *p-n* będzie w takim przypadku nieskończenie duża. Utarło się powiedzenie, że na granicy dwóch różnych półprzewodników powstaje tak zwana warstwa zaporowa.

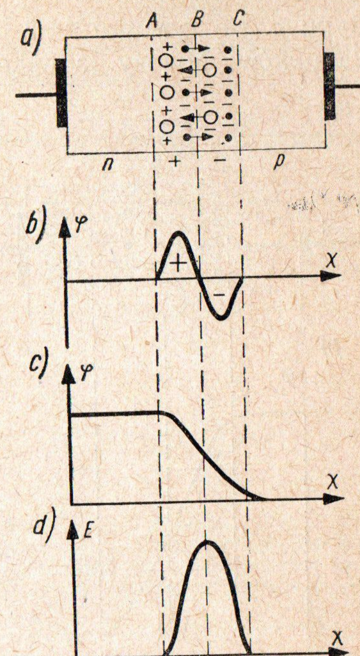
Praktycznie biorąc oporność warstwy zaporowej przy napięciu wstecznym nie jest nieskończenie duża, wskutek czego pewien niewielki prąd wsteczny jednak przepływa. Powstaje on wskutek tego, że w każdym półprzewodniku dzięki zjawiskom cieplnym powstają w pewnej stosunkowo niewielkiej ilości nie związane dziury i elektrony. Prąd wsteczny I_{wst} jest wielokrotnie mniejszy od prądu przewodzenia I_{prz}. Intepretując inaczej, oporność wsteczna R_{wst} nie jest nieskończenie wielka, jednakże wielokrotnie większa niż oporność przewodzenia R_{prz}. Należy zwrócić uwagę, że przy stosunkowo niewielkim napięciu prąd wsteczny osiąga w przybliżeniu stałą wartość, która może być nazwana prądem nasycenia. Tłumaczy się to tym, że w przypadku półprzewodników liczba nośników ładunku powodujących swym ruchem przepływ

prądu wstecznego jest ograniczona (nośnikami ładunku są elektrony w półprzewodniku typu *p* i dziury w półprzewodniku typu *n*). Ze zwiększeniem temperatury liczba tych dodatkowych nośników ładunku wzrasta i prąd wsteczny ulega zwiększeniu, w wyniku czego maleje oporność wsteczna.

Rzeczywiste złącze *p-n* przy napięciu wstecznym przypomina kondensator ze złym dielektrykiem, w którym występuje prąd upływu. W czasie ładowania takiego kondensatora najpierw w ciągu krótkiego czasu przepływa prąd ładowania o znacznej wartości, a następnie płynie jedynie niewielki prąd upływu. Jednakże w odróżnieniu od prądu upływu kondensatora, którego wartość jest proporcjonalna do napięcia, wsteczny prąd złącza *p-n* stosunkowo w małym stopniu zależy od napięcia.

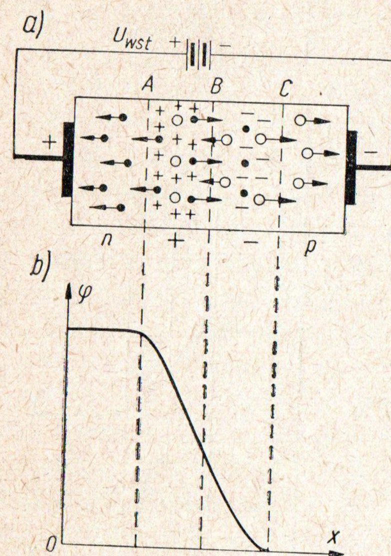
Trzeba powiedzieć, że przy napięciu przewodzenia złącze *p-n* wykazuje pewną pojemność, jednakże jest ona bocznikowana małą opornością złącza.

Zgodnie ze współczesnymi poglądami, w złączu *p-n* warstwa zaporowa powstaje wtedy, gdy nie ma napięcia zewnętrznego. Rzeczywiście, jeżeli mamy styk dwóch półprzewodników germanowych typu *p* i *n* (rysunek 44-2), a więc w półprzewodniku germanowym typu *n* istnieje wiele nie związanych elektronów (nośników podstawowych) i mało dziur (nośników dodatkowych), natomiast w półprzewodniku germanowym typu *p* przeciwnie — wiele jest dziur, mało zaś nie związanych elektronów. Wskutek chaotycznego ruchu cieplnego nośników następuje dyfuzja (przenikanie) z jednego półprzewodnika w drugi. Z półprzewodnika germanowego typu *n*



Rys. 44-2. Powstawanie warstwy zaporowej (*AC*) na styku dwóch półprzewodników (*a*), rozkład gęstości ładunku przestrzennego na tym styku (*b*), rozkład potencjału (*c*) i rozkład natężenia pola elektrycznego (*d*)

w półprzewodnik typu *p* przenikają (dyfundują) elektrony, natomiast w kierunku przeciwnym dyfundują dziury. Po obu stronach styku tych półprzewodników powstają różnoimienne ładunki przestrzenne: dodatni w germanie typu *n* i ujemny w germanie typu *p*. Na rysunku 44-2 *b* przedstawiono rozkład gęstości tych ładunków. Między ładunkami powstaje tak zwana kontaktowa różnica potencjałów i będzie występowało pole elektryczne, uniemożliwiające dalsze przenikanie (dyfuzję) nośników ładunków.



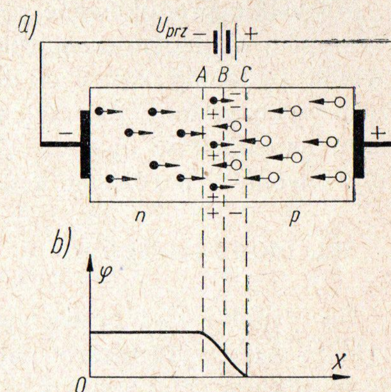
Rys. 44-3. Rozszerzenie warstwy zaporowej i zwiększenie bariery potencjału w tej warstwie pod wpływem napięcia wstecznego

Wykresy na rysunku 44-2*c* i *d* przedstawiają rozkład potencjału φ i natężenie pola *E* z obu stron stron złącza *p-n*, przy czym potencjał półprzewodnika typu *p* przyjęto umownie za równy zeru. Jak widać, w złączu *p-n* powstaje bariera potencjału, której większość nośników ładunku nie jest w stanie pokonać. Jednakże mimo to przejście przez złącze stosunkowo niedużej ilości elektronów i dziur w kierunkach przeciwnych występuje również w stanie ustalonym, ponieważ przy chaotycznym ruchu cieplnym nośników ładunku znajdą się zawsze wśród nich takie, które mają energię wystarczającą do pokonania kontaktowej różnicy potencjałów. Wynika zatem, że przedstawiony na rysunku 44-2 stan złącza znajduje się w równowadze dynamicznej.

Warstwy przygraniczne *AB* i *BC* w złączach *p-n* mają zmniejszoną ilość podstawowych nośników ładunku, a więc ich oporność jest większa niż oporność pozostałej części półprzewodnika. Połączenie tych warstw, to jest obszar *AC*, stanowi właśnie warstwę zaporową.

Jeżeli do złącza *p-n* zostanie doprowadzone napięcie zewnętrzne o biegunowości wstecznej U_{wst} (rysunek 44-3 *a*), to pole wy-

twarzane przez to napięcie doda się do wewnętrznego pola kontaktowego różnicy potencjałów. W wyniku tego wypadkowe pole elektryczne zostanie wzmocnione i bariera potencjału stanie się wyższa (rysunek 44-3 *b*). W związku z tym warunki przejścia nośników ładunku poprzez granicę złącza staną się jeszcze trudniejsze. Oprócz tego pod wpływem zewnętrznej różnicy potencjałów podstawowe nośniki ładunku w obu rodzajach półprzewodników będą oddalały się od granicy złącza. W wyniku tego warstwa zaporowa stanie się szersza i jej oporność wzrośnie.



Rys. 44-4. Zwężenie warstwy zaporowej i zmniejszenie bariery potencjału w tej warstwie pod wpływem napięcia przewodzenia

Jeżeli natomiast do złącza *p-n* zostanie doprowadzone napięcie przewodzące (rysunek 44-4*a*) wówczas wytwarzane przez to napięcie pole elektryczne będzie skierowane naprzeciw pola wewnętrznego. W wyniku tego wypadkowe pole w złączu *p-n* stanie się słabsze i obniży się bariera potencjału (rysunek 44-4 *b*). W takich warunkach podstawowe nośniki ładunku mają ułatwione przejście przez granicę złącza, zapełniają więc one warstwę zaporową zmniejszając jej grubość. Wskutek tego oporność warstwy zaporowej gwałtownie zmaleje i przy pewnej wartości doprowadzonego napięcia zewnętrznego oporność ta w ogóle staje się równa zeru.

45. DIODY PÓŁPRZEWODNIKOWE

45.1. UWAGI OGÓLNE

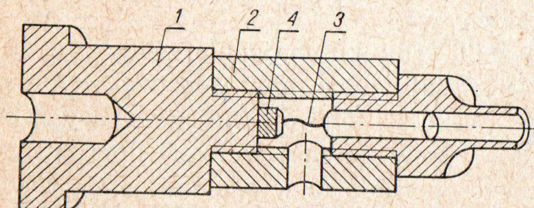
Zasada działania diody półprzewodnikowej opiera się na wykorzystaniu zjawiska jednokierunkowego przewodzenia prądu złącza *n-p*. Obecnie przemysł opanował produkcję różnorodnych

typów diod germanowych i krzemowych i produkuje je masowo. Diody te są stosowane w mieszaczach, do detekcji krótkotrwałych sygnałów impulsowych w zakresie bardzo wielkich częstotliwości, do detekcji sygnałów wielkiej częstotliwości w różnorodnych przyrządach pomiarowych, do prostowania prądu zmiennego małej częstotliwości.

Wszystkie produkowane przez przemysł diody półprzewodnikowe pod względem konstrukcyjnym mogą być podzielone na dwie grupy: diody ostrzowe i diody warstwowe. W diodach ostrzowych wykorzystany jest styk ostrza metalowego z półprzewodnikiem, natomiast w diodach warstwowych styk ten tworzą dwa półprzewodniki o różnych rodzajach przewodnictwa.

45.2. DIODY OSTRZOWE

Na rysunku 45-1 przedstawiono budowę diody krzemowej ze stykiem ostrzowym (krzem należy do pierwiastków 4 grupy; jest pierwiastkiem czterowartościowym). Zostało ustalone, że zasadnicze zjawisko prostownicze występuje w złączu elektronowo-dziurowym o niezmiernie małych wymiarach, utworzonym bez-



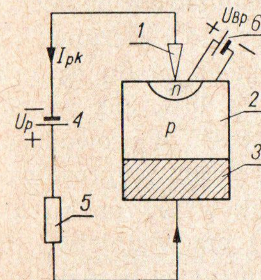
Rys. 45-1. Budowa krzemowej diody ostrzowej: 1 — rurka mosiężna, 2 — rurka ceramiczna, 3 — drucik wolframowy, 4 — płytka krzemowa

pośrednio pod ostrzem metalowym. Ze względu na to, że zazwyczaj stosowany jest krzem z domieszką trójwartościowego boru, więc kryształ wykazuje przewodnictwo dziurowe.

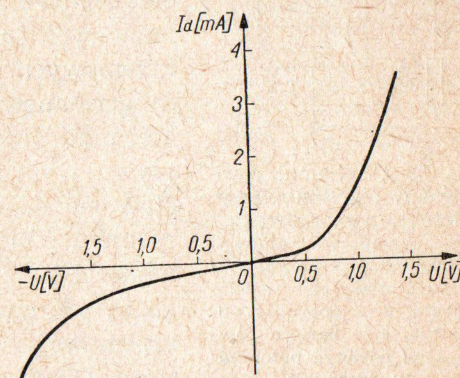
Na rysunku 45-2 przedstawiono schemat równoważny detektora z podaniem biegunowości doprowadzonego napięcia, przy której dioda jest przewodząca, i kierunku przepływu prądu wyprostowanego. Bateria U_{Bp} jest równoważna barierze potencjału złącza n-p powstałego pod ostrzem elektrody metalowej na skutek specjalnego formowania prądem o dużym natężeniu.

Diody krzemowe są przechowywane w opakowaniu ołowianym, co ma na celu uchronienie ich od prądów indukowanych (na przykład wytwarzanych przez impulsowy nadajnik radiolokacyjny o dużej mocy).

Charakterystyka napięciowo-prądowa diody krzemowej $I_d = f(U)$ jest przedstawiona na rysunku 45-3. Przy małych wartościach doprowadzanego napięcia zmiennego U dioda prawie nie wykazuje zjawiska prostowniczego, ponieważ prąd I_d w obu kie-



Rys. 45-2. Schemat równoważny ostrzowego detektora krzemowego: 1 — drucik wolframowy, 2 — kryształ krzemu o przewodnictwie p, 3 — styk metalowy, 4 — źródło sygnału, 5 — oporność obciążenia, 6 — bariera równoważna barierze potencjału złącza n-p



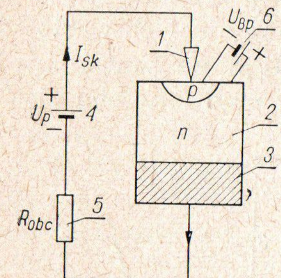
Rys. 45-3. Charakterystyka napięciowo-prądowa diody krzemowej

runkach przepływu ma prawie jednakowe wartości. Przy dużych wartościach napięcia U prąd płynący w jednym kierunku jest znacznie większy od prądu płynącego w kierunku przeciwnym, a więc dioda wykazuje właściwości prostownicze. Przy jeszcze większym napięciu U prąd płynący w kierunku zaporowym znacznie wzrasta i dlatego działanie prostujące diody z powrotem się pogarsza.

Nie ulega wątpliwości, że działanie prostujące diody jest tym większe, im bardziej stromo wznosi się prawa część charaktery-

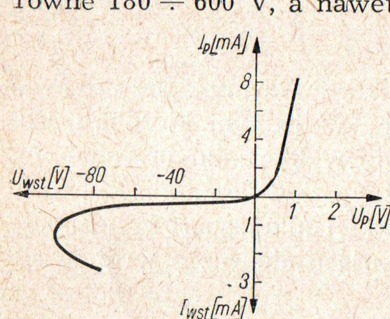
styki napięciowo-prądowej diody i im bardziej pozioma jest jej część lewa.

Skuteczność prostowania diody uzależniona jest od doboru punktu pracy na powierzchni kryształu. Wielkość nacisku ostrza metalowego na powierzchnię kryształu również wywiera wpływ na pracę diody.

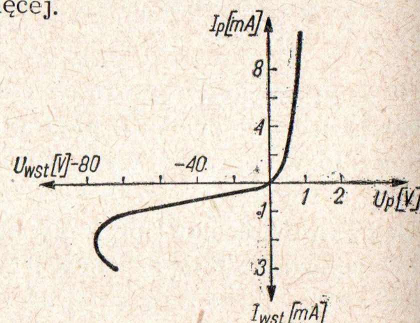


Rys. 45-4. Schemat równoważny germanowego detektora ostrzowego
1 — drucik wolframowy, 2 — kryształ germanu, 3 — styk metalowy, 4 — źródło sygnału, 5 — oporność obciążenia, 6 — bariera równoważna barierze potencjału złącza *n-p*

Diody germanowe wykonywane są z germanu wykazującego przewodnictwo elektronowe (typu *n*). Budowa diod germanowych jest podobna do budowy diod krzemowych. Schemat równoważny diody germanowej, biegunowość napięcia dla kierunku przepustowego i kierunek przepływu wyprostowanego prądu są przedstawione na rysunku 45-4. Jak widać na rysunku, biegunowość doprowadzonego napięcia i kierunek prądu wyprostowanego są przeciwne jak w przypadku diody krzemowej mającej przewodnictwo dziurowe. Diody germanowe są bardziej czułe od diod krzemowych, przy czym ich napięcie wsteczne jest rzędu kilkudziesięciu woltów, podczas gdy wsteczne napięcie diod krzemowych nie przewyższa kilku woltów. Uzyskanie germanu o wysokim stopniu czystości (niewielkich domieszkach) umożliwiło opracowanie wysokonapięciowych diod germanowych, u których wsteczne napięcie przebicia jest równe 180 ÷ 600 V, a nawet więcej.

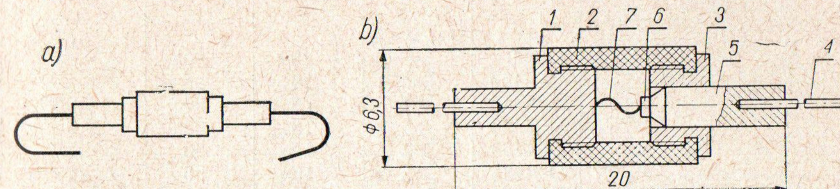


Rys. 45-5. Charakterystyka napięciowo-prądowa niskonapięciowej diody germanowej



Rys. 45-6. Charakterystyka napięciowo-prądowa wysokonapięciowej diody germanowej

Na rysunku 45-5 podano charakterystykę napięciowo-prądową niskonapięciowej diody germanowej, a na rysunku 45-6 charakterystykę diody wysokonapięciowej. Diody te różnią się tym od diody krzemowej, że ich charakterystyki mają mniejsze nachylenie początkowej części charakterystyki i większą wartość napięcia



Rys. 45-7. Wygląd zewnętrzny (*a*) i przekrój (*b*) ostrzowej diody germanowej:
1 i 3 — doprowadzenia, 2 — rurka ceramiczna, 4 — giętkie druciki doprowadzające, 5 — trzymacz kryształu, 6 — kryształ germanu, 7 — drucik wolframowy

bicia. W tabl. 45-1 podano parametry ostrzowych diod germanowych produkowanych przez krajowy przemysł elektroniczny.

Na rysunku 45-7 przedstawiono wygląd zewnętrzny i przekrój ostrzowej diody germanowej.

45.3. DIODY WARSTWOWE

W ostatnich latach zostały opracowane warstwowe germanowe (i krzemowe) diody mocy, które pozwalają na przepływ dużych prądów i zapewniają duże moce strat. Jak wynika z danych podawanych w prasie zachodniej, diody takie z powodzeniem stosowane są do prostowania prądów częstotliwości przemysłowej o natężeniu dziesiątków, setek, a nawet tysięcy amperów, przy czym ich napięcie przebicia jest rzędu setek, a nawet tysięcy woltów. Wynika więc, że obecnie półprzewodnikowe diody mocy z powodzeniem konkurują z kenotronami i innymi elektronowymi przyrządami próżniowymi, przeznaczonymi do prostowania prądu zmiennego małej częstotliwości.

Budowa warstwowej diody germanowej jest schematycznie przedstawiona na rysunku 45-8. Zasadniczą częścią roboczą diody warstwowej jest złącze elektronowe-dziurowe, uzyskane w wyniku wtopienia w kryształ germanu kawałka indu, który nadaje przylegającej do niego części germanu właściwości złącza o przewodnictwie dziurowym. Ze względu na to, że płaszczyzna styku

Tablica 45-1. Diody germanowe ostrzowe krajowej produkcji

Typ	$t=25°C$				$t_a=25°C$				Zastosowanie	Uwagi
	I_{AK}	I_{AKmax}	I_{AKMmax}	I_{KA}	U_{AK}	U_{KAmax}	U_{KAMmax}	η		
	mA	mA	mA	mA	V	V	V	%		
	przy $U_{AK}=1V$				przy $I_{AK}=2mA$				Diody ostrzowe	1) $U_{KA}=30$ V; 2) $U_{KA}=50$ V; 3) $U_{KA}=100$ V; 4) $U_{KA}=10$ V; 5) $f=35$ MHz, $C=150$ pF, $R=100$ kΩ; 6) $f=35$ MHz, $C=10$ pF, $R=3,3$ kΩ
DG20	—	25	80	$\leqslant 0,25$	1	70	100	—	uniwersalne	
DOG53	$\geqslant 2$	16	50	$\leqslant 0,1$ 1)	—	20	30	—	uniwersalne	
DOG55	$\geqslant 2$	16	50	$\leqslant 0,25$ 2)	—	35	50	—	uniwersalne	
DOG56	$\geqslant 5$	16	50	$\leqslant 0,5$ 2)	—	35	50	—	uniwersalne	
DOG58	$\geqslant 2$	16	50	$\leqslant 0,5$ 3)	—	70	100	—	uniwersalne	
DOG31	$\geqslant 2$	16	50	$\leqslant 0,008$ 4)	—	10	30	65 5)	w. cz.	
DOG61	$\geqslant 5$	16	50	$\leqslant 0,2$ 4)	—	10	30	45 6)	w. cz.	
DOG62	$\geqslant 2$	16	50	$\leqslant 0,15$ 1)	—	30	50	—	w. cz.	
				przy U_{KAMmax}	przy I_{AKmax}				Diody prostownicze małej mocy	Dane I_{AKmax}, U_{KAmax} odnoszą się do układu prostownika jednopołówkowego przy obciążeniu omowym
DZG1	—	300	900	$\leqslant 0,5$	$\leqslant 0,5$	16	50	—		
DZG2	—	300	900	$\leqslant 0,5$	$\leqslant 0,5$	32	100	—		
DZG3	—	300	900	$\leqslant 0,5$	$\leqslant 0,5$	48	150	—		
DZG4	—	300	900	$\leqslant 0,5$	$\leqslant 0,5$	64	200	—		
DZG5	—	100	300	$\leqslant 0,3$	$\leqslant 0,3$	95	300	—		
DZG6	—	100	300	$\leqslant 0,3$	$\leqslant 0,3$	110	350	—		
DZG7	—	100	300	$\leqslant 0,3$	$\leqslant 0,3$	128	400	—		
					przy I_{AKmax}				Diody prostownicze średniej mocy	Dane odnoszą się do układu prostownika jednopołówkowego przy obciążeniu omowym
DMG1	—	1000	—	$\leqslant 3$	$\leqslant 0,18$	145	230	—		
DMG2	—	2000	—	$\leqslant 3$	$\leqslant 0,21$	125	230	—		
DMG3	—	3000	—	$\leqslant 3$	$\leqslant 0,24$	105	200	—		
DMG4	—	4000	—	$\leqslant 3$	$\leqslant 0,26$	75	170	—		
DMG5	—	5000	—	$\leqslant 3$	$\leqslant 0,28$	35	115	—		

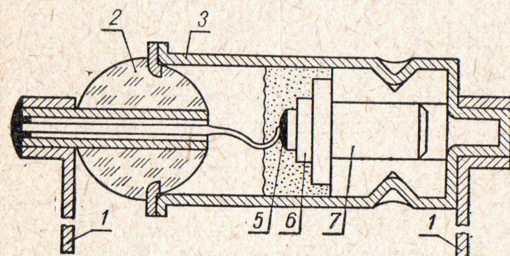
Definicje symboli: I_{AK} — prąd przewodzenia, I_{AKmax} — maksymalny prąd przewodzenia, I_{AKMmax} — maksymalna wartość szczytowa prądu przewodzenia, I_{KA} — prąd wsteczny, U_{AK} — napięcie w kierunku przewodzenia, U_{KAmax} — maksymalne napięcie wsteczne, U_{KAMmax} — maksymalna wartość szczytowa napięcia wstecznego, η — sprawność detekcji w układzie prostownika jednopołówkowego przy obciążeniu RC (połączonych równolegle), f — częstotliwość pomiarowa, C — pojemność obciążenia, R — oporność obciążenia

w diodach warstwowych jest znacznie większa niż w diodach ostrzowych, przepływający przez taką diodę prąd może mieć znacznie większe wartości bez dostrzegalnego nagrzewania kryształu.

W latach ostatnich w Stanach Zjednoczonych A. P. opracowano krzemowe diody mocy. Wygląd takich diod podano na rysunku 45-9. Są one stosowane do prostowania dużych prądów.

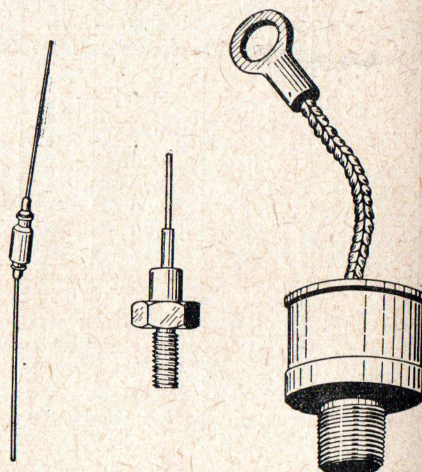
Diody półprzewodnikowe w porównaniu z lampami elektronowymi wykazują następujące zalety:
— duże prądy przepustowe przy mniejszych napięciach;
— kilkakrotnie mniejsze pojemności międzyelektrodowe;
— zbędność prądu żarzenia;
— znacznie mniejsze wymiary;

— charakterystyka napięciowo-prądowa przechodzi przez początek układu współrzędnych i już przy małych wartościach napięcia uzyskuje przebieg liniowy, co pozwala uzyskać dużą wydajność przy małych napięciach;
— istnienie ujemnego odcinka charakterystyki napięciowo-prądowej umożliwia wykorzystanie diody do generacji napięcia wielkiej częstotliwości;
— stosunkowo duża trwałość.



Rys. 45-8. Budowa warstwowej diody germanowej:
1 — wyprowadzenia, 2 — izolator szklany, 3 — obudowa, 4 — doprowadzenie prądowe, 5 — kropla indu tworząca złącze *p-n*, 6 — kryształ germanu, 7 — trzymacz kryształu

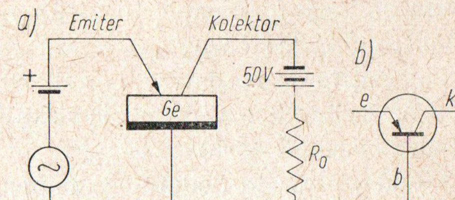
Do wad diod półprzewodnikowych należy zaliczyć:
— stosunkowo dużą zależność charakterystyki napięciowo-prądowej od temperatury;
— duży poziom szumów;
— niedostateczną stabilność.



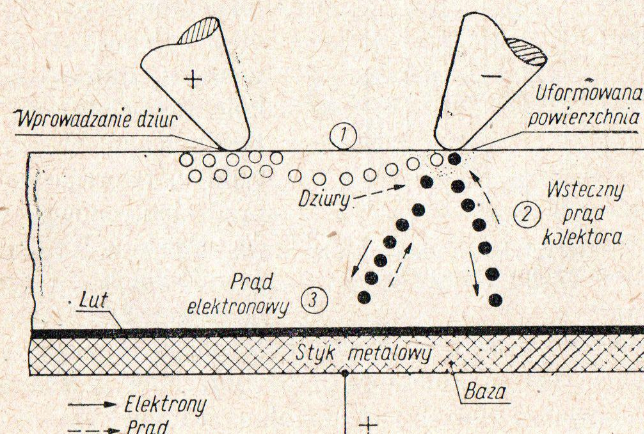
Rys. 45-9. Wygląd zewnętrzny diod krzemowych

46. TRANZYSTOR OSTRZOWY

Badania nad półprzewodnikami oraz dalsze prace prowadzone nad diodami germanowymi doprowadziły do odkrycia tranzystora ostrzowego; dokonali tego J. Bardeen oraz W. H. Brattain. Tranzystor ostrzowy jest to dioda ostrzowa uzupełniona dodatkowym stykiem ostrzowym. Budowę tranzystora ostrzowego przedstawiono na rysunku 46-1. Elektroda ostrzowa z lewej strony nosi nazwę emitera, zaś druga (po prawej), umieszczona w odległości setnych części centymetra od poprzedniej, nosi nazwę kolektora. W przypadku materiału typu *n*, emiter jest spolaryzowany dodatnio za pomocą źródła o małym napięciu, zaś kolektor jest połączony z ujemnym biegunem drugiego źródła o wyższym napięciu. Sygnał zmienny w obwodzie emitera wywołuje względnie dużą zmianę mocy w obwodzie kolektora. Można to uzasadnić na podstawie podanych uprzednio rozważań. Załóżmy najpierw, że usu-



Rys. 46-1. Tranzystor ostrzowy: *a*) obwód, *b*) oznaczenie



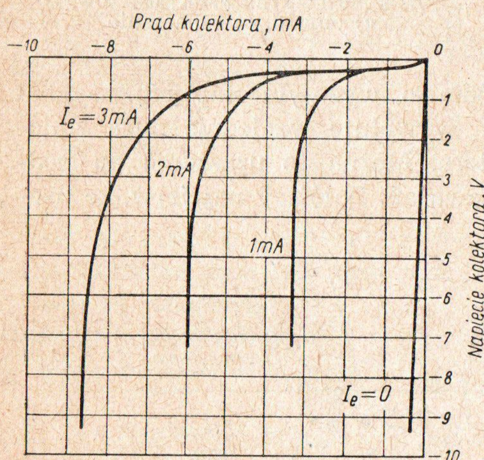
Rys. 46-2. Obraz zjawisk zachodzących w tranzystorze ostrzowym

nięto kolektor (rozwarto obwód kolektora). Emiter i jego obwód stanowią teraz zwykły prostownik diodowy. Pod wpływem wzrastającego na emiterze dodatniego napięcia, dziury zostają wprowadzone do kryształu; zaczyna się przewodzenie (dziurowe i elek-

tronowe). Gdy teraz usuniemy emiter — przerywając w ten sposób lewy obwód tranzystora — mamy znów do czynienia z prostownikiem diodowym. W warunkach normalnych przy przyłożonym do kolektora napięciu ujemnym płynie tylko niewielki prąd elektronowy wsteczny.

Jeżeli teraz rozpatrzymy całkowity obwód tranzystora ostrzowego, zachodzące w nim zjawiska będą przebiegały następująco (patrz rysunek 46-2).

Pod wpływem dodatniego napięcia dziury przechodzą z ostrza emitera do sąsiadującej z nim powierzchni germanu. Ponieważ ostrze kolektora jest umieszczone bardzo blisko emitera i posiada duże napięcie ujemne, przyciąga ono i gromadzi dziury, które stanowią jedną ze składowych prądu kolektora (oznaczoną na rysunku 46-2 cyfrą *1*). Pod wpływem ujemnego napięcia kolektora elektrony zostają odpychane w germanie typu *n*, tworząc wsteczny prąd elektronowy z bazy do kryształu. Tę składową prądu kolektora oznaczono cyfrą *2*. Trzecia składowa (*3*) powstaje w wyniku bardziej złożonego zjawiska. W wyniku zetknięcia ostrza kolektora z powierzchnią germanu oraz procesu formowania, powodującego zmiany na powierzchni kryształu, między kolektorem i bazą płynie prąd elektronowy. Mimo, że jasne jest, że proces formowania zachodzący przy ostrzu kolektora warunkuje przepływ tej trzeciej składowej prądu, nie znamy dotąd żadnego ogólnie przyjętego wytłumaczenia tego zjawiska. Zgodnie z jedną z teorii w wyniku procesu formowania pewne domieszki przedostają się z ostrza kolektora do powierzchni kryształu. Gdy atomy takiej domieszki wychwytują dziury, mogą one oddziaływać na składowe prądu elektrycznego z kolektora do bazy, podobnie jak złącze *p-n*. Należy zwrócić uwagę na fakt, że zmiany napięcia emitera regulują wszystkie trzy składowe prądu kolektora.



Rys. 46-3. Charakterystyka prądowo-napięciowa tranzystora ostrzowego

Podana powyżej zasada działania tranzystora nasuwa myśl, że prąd w obwodzie kolektora (wyjściowym) jest większy niż w obwodzie emitera (wejściowym). Występujące tu wzmocnienie prądowe jest dwu- lub trzykrotne; przedstawiają je krzywe podane na rysunku 46-3. Są to wartości prądu kolektora w funkcji napięcia na kolektorze dla kilku stałych wartości prądu emitera. Przy rozwartym obwodzie emitera prąd kolektora jest bardzo mały; jest to prąd diody w kierunku wstecznym. Gdy prąd emitera wynosi 1 mA, prąd kolektora jest w przybliżeniu dwa do trzech razy większy. Należy podkreślić, że w tranzystorze ostrzowym bardziej istotne jest wzmocnienie mocy.

Rys. 46-4. Tranzystor ostrzowy

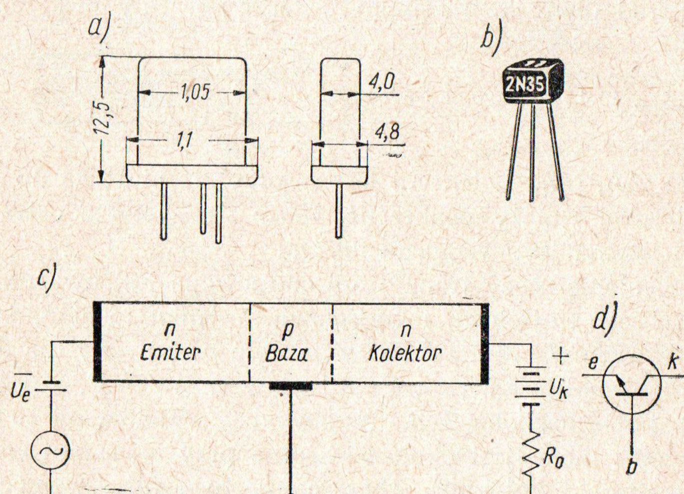


Wzmocnienie mocy tranzystora ostrzowego jest uwarunkowane opornością wejściową i wyjściową. Wynika to stąd, że moc można wyrazić wzorem I^2R. Przykładowo biorąc, gdy dla danego tranzystora oporność stykowa emitera wynosi 200 Ω, a odpowiadająca jej oporność obciążenia (w obwodzie wyściowym) 10 000 Ω, wzmocnienie mocy jest około 50-krotne przy tej samej wartości prądu emitera i kolektora. Gdy mamy tu jeszcze wzmocnienie prądowe, wzmocnienie mocy będzie odpowiednio wyższe. Na rysunku 46-4 przedstawiono dostępny w handlu tranzystor ostrzowy.

47. TRANZYSTORY WARSTWOWE

Tranzystor złączowy (warstwowy) składa się z szeregu złącz *p-n*. Przyrząd ten podobnie jak tranzystor ostrzowy służy do wzmacniania mocy małych sygnałów wejściowych. Na rysunku 47-1 przedstawiono tranzystor ze złączem *p-n*. Obszar typu *n* (z lewej strony) nosi nazwę emitera, obszar środkowy typu *p* —

bazy, zaś obszar typu n (z prawej strony) — kolektora. Emiterem określa się obszar wprowadzający nośniki (w danym przypadku elektrony) do obszaru bazy; kolektor jest natomiast końcowym elementem tranzystora, zbierającym nośniki. W tranzystorze n-p-n do emitera przykłada się małe napięcie ujemne, zaś do kolektora — znacznie wyższe napięcie dodatnie. Rozmiary tranzystora są niewielkie. Rysunek 47-1 *b* przedstawia naturalnej wielkości dostępny w handlu tranzystor n-p-n. Grubość obszaru typu p (bazy) wynosi około 0,002 cm; obszar typu n jest również stosunkowo mały.

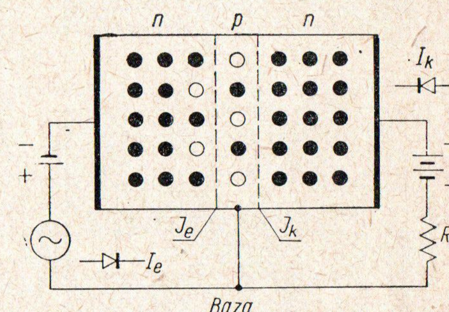


Rys. 47-1. Tranzystor n-p-n: *a*) wymiary, *b*) wielkość naturalna, *c*) obwód tranzystora, *d*) oznaczenie

Omawiając zasadę działania tranzystora ze złączem n-p-n, traktuje się go początkowo jako dwa niezależne prostowniki złączowe, a następnie rozpatruje pracę całego przyrządu. Potrzebna jest tutaj znajomość uprzednio podanej zasady działania prostowników złączowych. Zastanówmy się nad tym, co dzieje się w złączu J_e między obszarem typu n i obszarem typu p (rysunek 47-2). Dziury i elektrony przechodzą przez złącze; dla nośników ujemnych (elektronów) z emitera powstaje bariera potencjału. Przyłożone do emitera ujemne napięcie tak obniża barierę potencjału,

że nośniki mogą łatwo przechodzić przez złącze (dziury w lewo, elektrony w prawo). Obrazuje to przepływ prądu w kierunku przewodzenia dla emitera typu n i bazy typu p, rozpatrywanych jako prostownik złączowy; oporność w kierunku przewodzenia jest nieznaczna. Przechodząc z kolei do złącza J_k między obszarem typu p i obszarem typu n (patrz rysunek 47-2) widzimy, że dodatnie napięcie w obwodzie kolektor-baza stanowi napięcie wsteczne. Płynie tu niewielki prąd wsteczny, a oporność złącza J_k jest bardzo duża.

Gdy zestawimy omówione wyżej zasady działania, wchodzą w grę nowe czynniki. Odgrywa tu rolę istnienie obszaru typu p (bazy) o bardzo małej grubości. Gdy elektrony dyfundują przez bazę, zaledwie nieliczne z nich ulegają rekombinacji z dziurami, a ogromna ich większość przechodzi do kolektora, gdzie zostaje zbierana. Również nieliczne elektrony z tych, które przedostają się do obszaru typu p (bazy) płyną do elektrody bazy. Powyższe czynniki sprawiają, że prąd emitera przechodzący przez złącze J_e składa się z dwóch części: większa (0,9÷0,985) płynie do kolektora, a pozostała część do bazy. W obwodzie kolektora nie zachodzi — tak jak w tranzystorze ostrzowym — wzmocnienie prądu emitera; rzeczywisty stosunek obu prądów jest mniejszy od jedności. Prąd w obwodzie kolektora jest wielokrotnie większy od prądu bazy. Gdy przez a oznaczymy stosunek prądu w obwodzie kolektora do prądu w obwodzie emitera (tzw. współczynnik a), stosunek prądu kolektora do prądu bazy wynosi



Rys. 47-2. Obwód tranzystora n-p-n

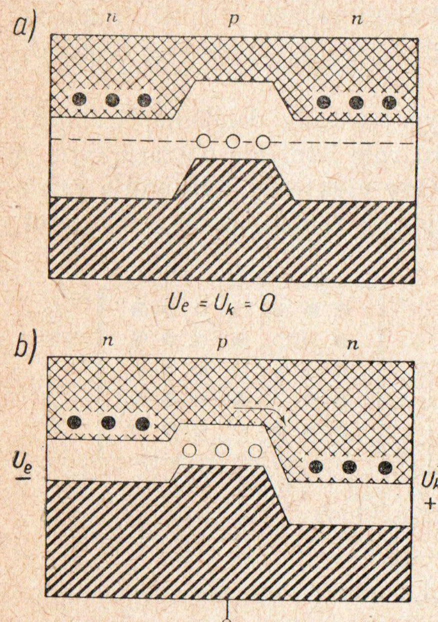
$$\frac{I_k}{I_b} = \frac{a}{1-a} \tag{47.1}$$

dla $a = 0,95$

$$\frac{I_k}{I_b} = \frac{0,95}{1-0,95} = 19$$

Wzmocnienie prądowe baza — kolektor jest wykorzystywane w obwodzie wzmacniacza, gdy sygnał wejściowy doprowadza się do bazy, a nie do emitera. Do omówienia obwodu wzmacniacza przejdziemy później.

Zasadę działania tranzystora ze złączem *n-p-n* można wyjaśnić na podstawie wykresów poziomów energetycznych (rysunek 47-3).

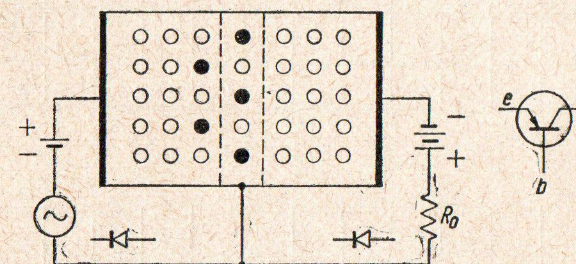


Rys. 47-3. Wykresy energetyczne tranzystora *n-p-n*: *a*) bez zasilania, *b*) po przyłożeniu napięć do emitera i kolektora

Przy braku zewnętrznego napięcia (rysunek 47-3 *a*), w pasmach przewodnictwa obszarów typu *n* występują elektrony swobodne. Podobnie i w pasmie podstawowym obszaru typu *p* (bazy) pojawiają się dziury. Na skraju bazy istnieje opisana uprzednio bariera potencjału. Gdy do emitera i kolektora przyłożymy napięcie o właściwej biegunowości, wykres energetyczny tranzystora ze złączem *n-p-n* będzie tak jak na rysunku 47-3 *b*. Nastąpiło tu obniżenie bariery potencjału emiter-baza; elektrony przechodzą przez obniżoną barierę i spadają na niższy poziom, przyciągane do kolektora przez dodatnie napięcie.

Szereg tranzystorów złączowych posiada budowę typu *p-n-p*; stosuje się je w obwodzie przedstawionym na rys. 47-4. Ze względu na zmienioną strukturę emitera, bazy i kolektora mamy tu do czynienia z odmiennym przenoszeniem ładunku niż w tranzystorze ze złączem *n-p-n*. Biegunowość przyłożonych napięć jest tak zmieniona, że dziury przechodzą z emitera do obszaru kolektora poprzez niewielką barierę potencjału i dyfundują przez bazę do kolektora, gdzie rekombinują z elektronami. Charakterystyki tranzystora ze złączem *p-n-p* są zbliżone do charakterystyk tranzystora ze złączem *n-p-n*. Oporność przejścia emiter-baza jest

mała, natomiast oporność przejścia baza-kolektor jest duża; warunkuje to wzmocnienie mocy. Różnica między tranzystorem ze złączem *n-p-n* i tranzystorem ze złączem *p-n-p* polega na różnicy biegunowości przyłożonych napięć, innym kierunku prądu oraz na tym, że w jednym przypadku nośnikami większościowymi są elektrony (w tranzystorze ze złączem typu *n-p-n*), a w drugim dziury (w tranzystorze ze złączem typu *p-n-p*). Często produkuje się tranzystory typu *n-p-n* oraz *p-n-p* o identycznych wartościach znamionowych; inna jest w obu przypadkach biegunowość przykładanych napięć i przeciwny kierunek prądu. Projektując cały obwód, dobiera się jeden z tych rodzajów tranzystora pamiętając o tym, aby biegunowości napięć odpowiadały wymaganym w projektowanym obwodzie.

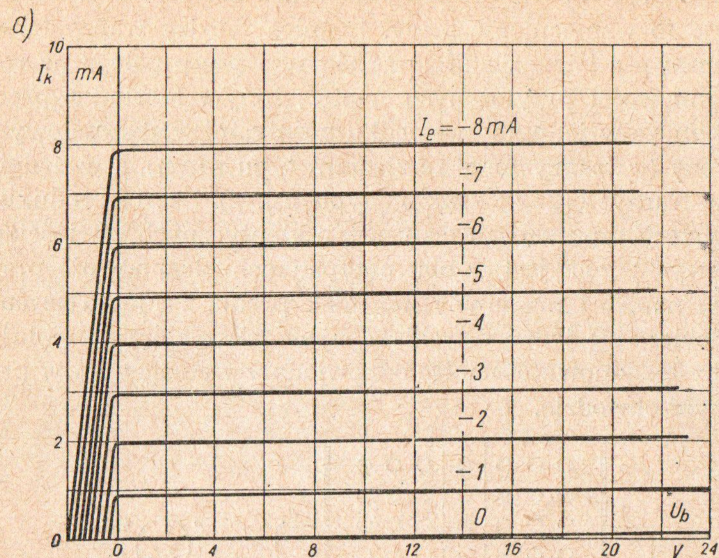


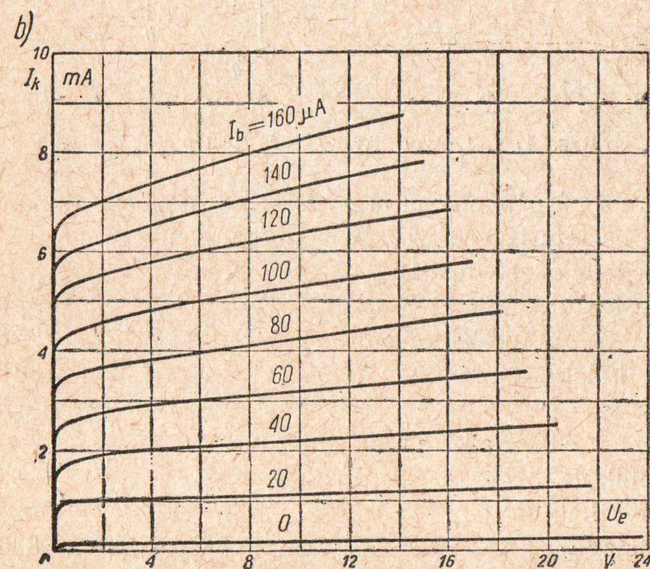
Rys. 47-4. Obwód tranzystora *p-n-p*

Na rysunku 47-5 podano charakterystyki dostępnego w handlu tranzystora o następujących wartościach znamionowych:

w a r t o ś c i m a k s y m a l n e:	
napięcie kolektora (kolektor-baza)	+40 V
(kolektor-emiter)	+25 V
prąd stały kolektora	+10 V
strata mocy	50 mW
w i e l k o ś c i c h a r a k t e r y s t y c z n e:	
współczynnik a	0,975
oporność emitera r_e	26 Ω
oporność bazy r_b	800 Ω
oporność kolektora r_k	2 MΩ
częstotliwość graniczna współczynnika a	800 kHz

Tranzystory wykonuje się z germanu (w przeważającej ilości) i krzemu. Posiadają one dużą rozpiętość wartości znamionowych.

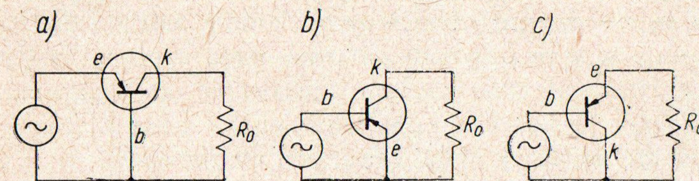




Rys. 47-5. Charakterystyki tranzystora *n-p-n*: *a*) zależność prądu kolektora I_k od napięcia bazy U_b przy różnych wartościach prądu emitera I_e, *b*) zależność prądu kolektora I_k od napięcia emitera U_e przy różnych wartościach prądu bazy I_b

Napięcie kolektora zmienia się w granicach od 10 V do 65 V, a prąd kolektora od 10 mA do 15 A lub jeszcze bardziej. Moc wyjściową otrzymuje się na ogół w granicach od 50 mW do 35 W lub jeszcze większą.

Przez właściwe wykonanie oraz zaprojektowanie można poprawić i zmieniać charakterystyki tranzystorów złączowych. Jedną ze stosowanych tu metod jest wywoływanie zmian gęstości domieszek i nośników ładunku w obszarze bazy. Powoduje to powstanie wewnętrznego pola elektrycznego, które przyśpiesza ruch elektronów w obszarze bazy. Największa dopuszczalna temperatura pracy tranzystorów germanowych wynosi około 75°C. Ograniczenie to jest konieczne ze względu na: 1) dopuszczalną stratę ciepła elementów o małej powierzchni, 2) niepożądaną zmianę charakterystyk pracy tranzystora przy wyższych temperaturach.



Rys. 47-6. Podstawowe obwody wzmacniacza tranzystorowego *p-n-p*: *a*) ze wspólną bazą, *b*) ze wspólnym emiterem, *c*) ze wspólnym kolektorem

Tranzystor złączowy wykorzystywany jako wzmacniacz może pracować w różnych obwodach; trzy podstawowe obwody tranzystora *p-n-p* przedstawiono na rysunku 47-6. Na rysunku 47-6*a* umieszczono znany nam już obwód ze wspólną (uziemioną) bazą, na rysunku *b* — znajdujący szersze zastosowanie obwód ze wspólnym emiterem, na rysunku *c* — najczęściej stosowany obwód ze wspólnym kolektorem.

Podane uprzednio trzy charakterystyczne oporności r_e, r_b, r_k ułatwiają zrozumienie zasady działania tranzystora oraz są potrzebne przy ustalaniu obwodów zastępczych i w obliczeniach. Są to oporności dynamiczne (przy prądzie zmiennym) emitera, bazy i kolektora. Należą one do podstawowych parametrów tranzystora. Istnieje jeszcze szereg innych parametrów występujących w przedstawionych na rysunku 47-6 obwodach wzmacniających tranzystora.

48. UKŁADY PRACY TRANZYSTORÓW

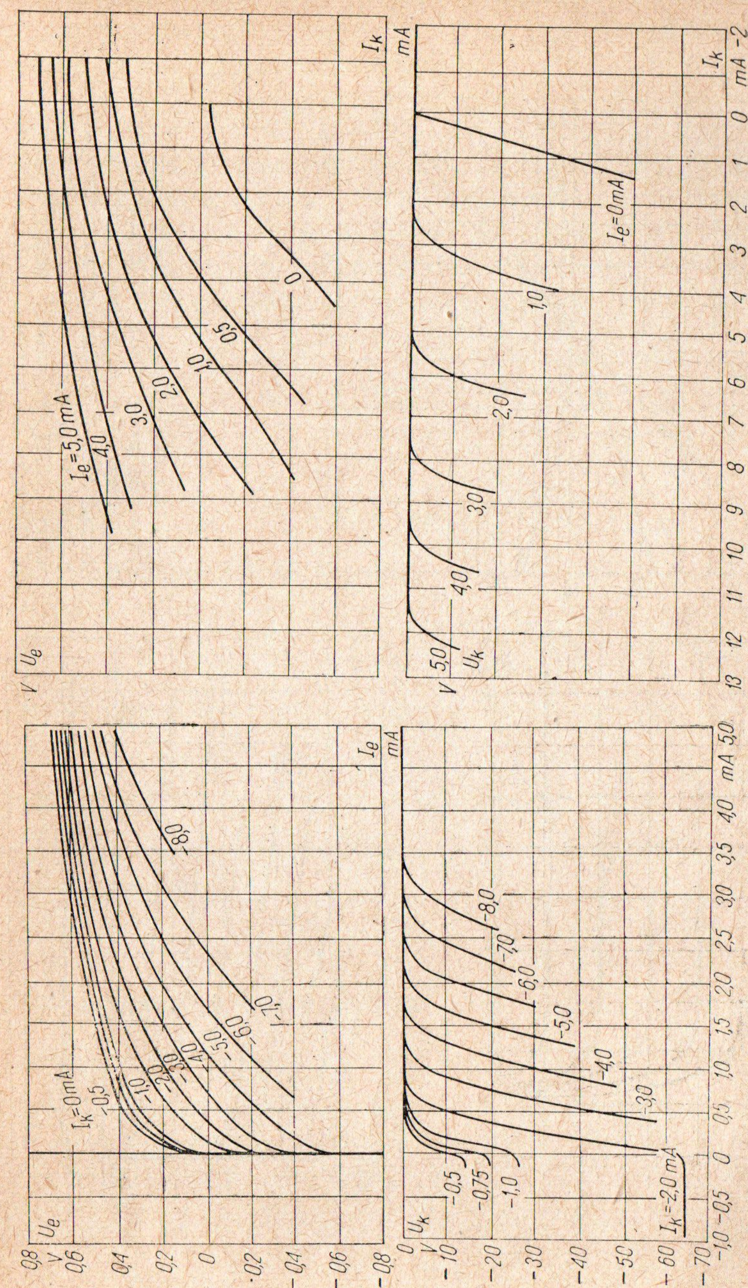
48.1. UWAGI OGÓLNE

Analiza tranzystora przy pracy małymi sygnałami sprowadza się do wyrażeń opisujących czwórnikowy schemat zastępczy. Wyrażenia te otrzymuje się drogą pomiaru czwórnika po obydwu jego stronach. Uzyskuje się cztery wielkości zmienne: napięcie i prąd z obu stron czwórnika. Jeśli więc dwie spośród tych wielkości uczynić stałymi, to dwie pozostałe można wyznaczyć. Ponieważ tranzystor posiada trzy zaciski, a mianowicie: emiter, kolektor i bazę, przeto istnieje sześć sposobów opisania takiego układu zależnie od wyboru zmiennych zależnych lub niezależnych.

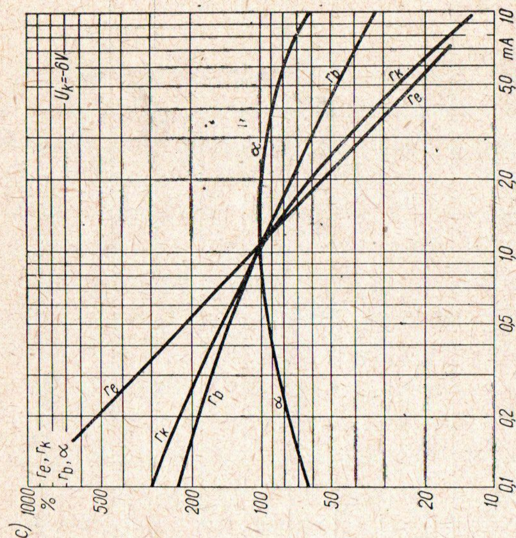
W przypadku lamp elektronowych zależnymi są prądy, zaś napięcia są zmiennymi niezależnymi. Źródła zasilającego prądu stałego mają w tym przypadku bardzo małą oporność, gdyż powinny utrzymywać stałe napięcie niezależnie od obciążenia. Jeżeli wymagana jest bardzo duża stałość napięcia zasilającego, wtedy używa się zasilaczy stabilizowanych elektronowo.

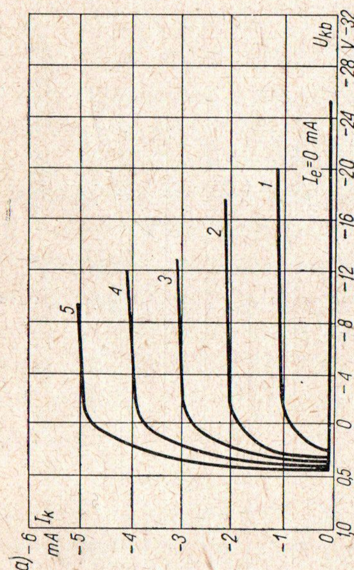
Tranzystor jest elementem o sterowaniu prądowym i w naszych rozważaniach napięcia elektrod uważane będą jako zmienne zależne. Rozważań na temat tranzystorów nie można uogólniać, gdyż charakterystyki tranzystorów ostrzowych różnią się znacznie od charakterystyk tranzystorów warstwowych. Należy więc w rozważaniach rozgraniczyć te dwa typy tranzystorów. Tranzystory ostrzowe są zasilane ze źródeł o dużej oporności wewnętrznej. Jest to konieczne z powodu sprzężeń wewnętrznych, które w przypadku małej oporności źródła zasilania mogą powodować oscylowanie układu. Tak więc tranzystor ostrzowy w stanie zwarcia jest urządzeniem niestabilnym. Ograniczenia te nie dotyczą tranzystorów warstwowych.

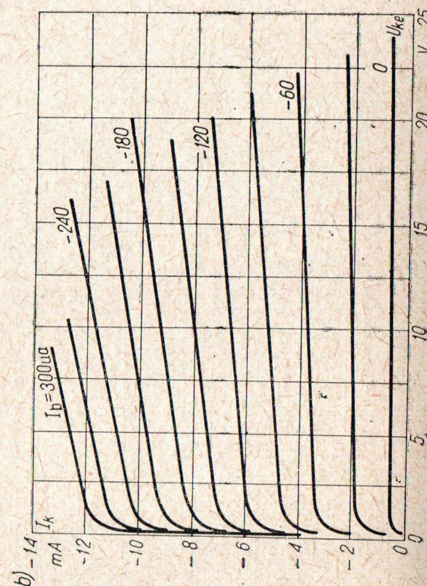
Chociaż istnieje sześć rodzin krzywych $I = f(U)$ opisujących tranzystor, wystarczają tylko cztery z nich do scharakteryzowania urządzenia. Na rysunku 48-1 przytoczono cztery rodziny charakterystyk statycznych tranzystora ostrzowego. Na rysunku 48-2 przedstawiono charakterystyki statyczne dyfuzyjnego tranzystora warstwowego.



Rys. 48-1. Cztery rodziny charakterystyk tranzystora ostrzowego typu A







Rys. 48-2. Charakterystyki tranzystora warstwowego *p-n-p* 2N64: *a*) charakterystyki kolektorowe OB, *b*) charakterystyki kolektorowe OE, *c*) zmiany procentowe parametrów α, r_e, r_k, r_b tranzystora warstwowego CK727 w funkcji prądu kolektora w stosunku do wartości tych parametrów dla $I_k = 1$ mA

Jak wspomniano wyżej, tranzystor jest urządzeniem o sterowaniu prądowym i w związku z tym jego charakterystyki statyczne można wyrazić zależnościami

$$U_k = \mathrm{f}\,(I_e, I_k); \qquad U_e = \mathrm{f}\,(I_e, I_k); \tag{48.1}$$

gdzie zmienne niezależne I_e oraz I_k są całkowitymi prądami emitera i kolektora, zaś U_e i U_k są odpowiednio napięciami emitera i kolektora mierzonymi względem bazy. Dla pracy przy małych sygnałach funkcje te można rozłożyć na szereg Taylora.

Uwzględniając jedynie wyrazy pierwszego rzędu, otrzymamy:

$$\begin{aligned} U_e &= \frac{\Delta U_e}{\Delta I_e}\Bigg|_{I_k = \text{const.}} I_e + \frac{\Delta U_e}{\Delta I_k}\Bigg|_{I_e = \text{const.}} I_k \\ U_k &= \frac{\Delta U_k}{\Delta I_e}\Bigg|_{I_k = \text{const.}} I_e + \frac{\Delta U_k}{\Delta I_k}\Bigg|_{I_e = \text{const.}} I_k \end{aligned} \tag{48.2}$$

stąd określamy współczynniki

$$\begin{aligned} r_{11} &= \frac{\Delta U_e}{\Delta I_e}\Bigg|_{I_k = \text{const.}} \qquad r_{12} = \frac{\Delta U_e}{\Delta I_k}\Bigg|_{I_e = \text{const.}} \\ r_{21} &= \frac{\Delta U_k}{\Delta I_e}\Bigg|_{I_k = \text{const.}} \qquad r_{22} = \frac{\Delta U_k}{\Delta I_k}\Bigg|_{I_e = \text{const.}} \end{aligned} \tag{48.3}$$

Wprowadzając te zależności do wyrażeń (48.1) otrzymamy układ równań

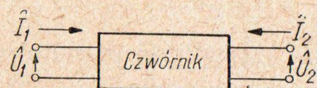
$$U_e = r_{11}I_e + r_{12}I_k; \qquad U_k = r_{21}I_e + r_{22}I_k \tag{48.4}$$

48.2. ANALIZA CZWÓRNIKÓW

Zanim będziemy rozważać schemat zastępczy tranzystora, poświęcimy nieco uwagi ogólnej analizie czwórników. Na rysunku 48-3 przedstawiono ogólny schemat czwórnika. W układzie Z czwórnik opisują następujące równania

$$\begin{aligned} \hat{U}_1 &= \hat{Z}_{11}\hat{I}_1 + \hat{Z}_{12}\hat{I}_2 \\ \hat{U}_2 &= \hat{Z}_{21}\hat{I}_1 + \hat{Z}_{22}\hat{I}_2 \end{aligned} \tag{48.5}$$

Jeśli czwórnik jest układem biernym wtedy $\hat{Z}_{21} = \hat{Z}_{12}$. Jednak tej zasady odwracalności nie można stosować do układów czynnych zawierających lampy lub tranzystory. W wyrażeniach



Rys. 48-3. Schemat ogólny czwórnika

powyższych założono prądy i napięcia sinusoidalne, a indeksy 1 odnoszą się do wejścia układu, zaś indeksy 2 do wyjścia układu. Współczynniki: $\hat{Z}_{11}$, $\hat{Z}_{12}$, $\hat{Z}_{21}$ i $\hat{Z}_{22}$ są odpowiednio impedancjami rozwarciowymi układu: wejściową, sprzężenia, przejściową i wyjściową.

Istnieje wiele układów czwórników, które można opisać równaniami (48.5). Na rysunku 48-4 przedstawiono trzy czwórniki. Kolejno dla tych obwodów otrzymujemy układy równań.

Dla czwórnika z rys. 48-4 *a*

$$\hat{U}_1 = \hat{Z}_{11}\hat{I}_1 + \hat{Z}_{12}\hat{I}_2$$
$$\hat{U}_2 = \hat{Z}_{21}\hat{I}_1 + \hat{Z}_{22}\hat{I}_2 \qquad (48.6a)$$

Dla czwórnika z rys. 48-4 *b*

$$\hat{U}_1 = (\hat{Z}_a + \hat{Z}_b)\hat{I}_1 + \hat{Z}_b\hat{I}_2$$
$$\hat{U}_2 = (\hat{Z}_b + \hat{Z}_m)\hat{I}_1 + (\hat{Z}_b + \hat{Z}_c)\hat{I}_2 \qquad (48.6\ b)$$

Dla czwórnika z rys. 48-4 *c*

$$\hat{U}_1 = (\hat{Z}_a + \hat{Z}_b)\hat{I}_1 + \hat{Z}_b\hat{I}_2$$
$$\hat{U}_2 = (\hat{Z}_c + \hat{Z}_b)\hat{I}_1 + (\hat{Z}_b + \hat{Z}_c)\hat{I}_2 \qquad (48.6.c)$$

Rys. 48-4. Trzy równoważne sobie napięciowo schematy prostych czwórników

Oprócz tych układów istnieje cały szereg innych czwórników, jednak trzy omówione łatwo jest zastosować do analizy tranzystorów.

Przystosowanie powyższych równań do tranzystorów wymaga założenia, że parametry tranzystora mają charakter oporności rzeczywistych. Założenie to nie jest słuszne na większych często-

tliwościach. Współczynnikom w równaniach: (48.6), (48.3) i (48.4) odpowiadają następujące parametry tranzystora:

r_e — oporność połączona szeregowo z wyprowadzeniem emitera,

r_k — oporność połączona szeregowo z wyprowadzeniem kolektora,

r_b — oporność połączona szeregowo z wyprowadzeniem bazy,

r_m — oporność zdefiniowana jak w równaniu (48.6 b) (tzw. oporność wzajemna),

α — współczynnik wzmocnienia prądowego określony jako $\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}$ przy stałym U_k.

Powyższe parametry zmieniają się dość znacznie w funkcji punktu pracy (rys. 48-2 c), lecz jednocześnie mają zawsze wartość dodatnią. W tablicy 48-1 przytoczono charakterystyczne wartości parametrów tranzystora ostrzowego i tranzystorów warstwowych.

Tablica 48-1. Charakterystyczne parametry tranzystorów

Typ	Symbol	Punkt pracy	Wartości parametrów
Ostrzowy typu *n*		$I_e = 0{,}6$ mA $I_k = -2$ mA $U_e = 0{,}7$ V $U_k = -40$ V	$r_e = 240\ \Omega$ $r_k = 19\ k\Omega$ $r_b = 290\ \Omega$ $r_m = 34\ k\Omega$ $\alpha = 1{,}79$
Warstwowy *n—p—n*		$I_e = -1{,}0$ mA $I_k = 0{,}95$ mA $U_e = -0{,}1$ V $U_k = 4{,}5$ V	$r_e = 25{,}9\ \Omega$ $r_k = 1\ M\Omega$ $r_b = 240\ \Omega$ $\alpha = 0{,}9785$
Warstwowy *p—n—p*		$I_e = 1{,}0$ mA $I_k = -0{,}95$ mA $U_e = 0{,}1$ V $U_k = -0{,}5$ V	$r_e = 32\ \Omega$ $r_k = 1\ M\Omega$ $r_b = 400\ \Omega$ $\alpha = 0{,}98$

48.3. SCHEMATY ZASTĘPCZE TRANZYSTORA W UKŁADZIE O WSPÓLNEJ BAZIE

Rozpatrzmy tranzystor, którego zaciski wejściowe stanowią wyprowadzenie emitera i bazy, a wyjściowe — kolektora i bazy. Zakładamy, że tranzystor pracuje w zwykłym punkcie pracy. Od-

powiedź układu na przebieg zmienny jest określona równaniami (48.4), jeśli tylko odpowiednio zostaną wyznaczone współczynniki. Tranzystor i jego trzy schematy zastępcze przedstawiono na rysunku 48-5. Dla powyższych schematów otrzymamy trzy następujące układy równań:

1) dla schematu z rys. 48-5 b:

$$U_e = r_{11} I_e + r_{12} I_k$$
$$U_k = r_{21} I_e + r_{22} I_k \qquad (48.7a)$$

2) dla schematu z rys. 48-5 c:

$$U_e = (r_e + r_b)\, I_e + r_b I_k$$
$$U_k = (r_b + r_m)\, I_e + (r_b + r_k) I_k \qquad (48.7b)$$

3) dla schematu z rys. 48-5 d:

$$U_e = (r_e + r_b)\, I_e + r_b I_k$$
$$U_k = (a r_k + r_b) I_e + (r_b + r_k) I_k \qquad (48.7c)$$

Rys. 48-5. Tranzystor w układzie o wspólnej bazie i jego trzy napięciowo równoważne schematy zastępcze

Z tych układów równań wprost wynika zależność

$$\alpha = \frac{r_m}{r_k} = \frac{r_{21} - r_b}{r_k} \qquad (48.8)$$

Również z równania (48-7b) otrzymujemy zależność

$$\alpha = \left.\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}\right|_{U_k = \text{const.}} = -\frac{r_{21}}{r_{22}} \qquad (48.9)$$

Tak więc

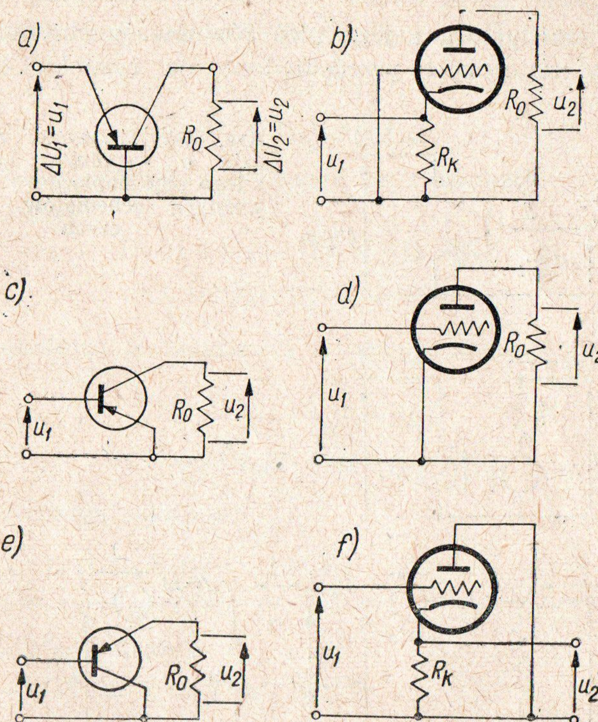
$$a = \frac{\alpha r_{22} - r_b}{r_k}$$

Z ostatniej zależności wynika

$$a = \frac{\alpha (r_b + r_k) - r_b}{r_k} = \alpha + (\alpha - 1)\frac{r_b}{r_k} \qquad (48.10)$$

Należy zwrócić uwagę, że dla tranzystorów ostrzowych występuje zależność $\alpha > 1$. Dla tranzystorów warstwowych α jest nieznacznie mniejsze od jedności i jednocześnie słuszna jest zależność $\alpha \cong a$.

W tej sytuacji można określić przybliżone zależności pomiędzy lampami i tranzystorami. Jeśli emiter będzie odpowiadał ka-



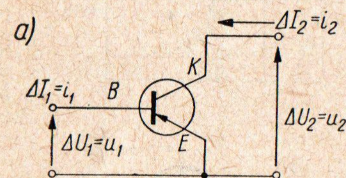
Rys. 48-6. Rodzaje układów pracy tranzystora i odpowiadające im układy pracy lampy próżniowej: *a*) układ o wspólnej bazie, *b*) układ o wspólnej siatce, *c*) układ o wspólnym emiterze, *d*) układ o wspólnej katodzie, *e*) układ o wspólnym kolektorze, *f*) układ o wspólnej anodzie (wtórnik katodowy)

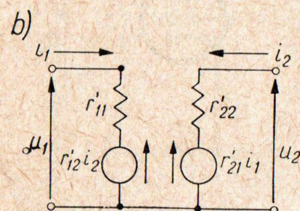
todzie lampy, kolektor — anodzie, a baza siatce, wtedy tranzystor w układzie o wspólnej bazie będzie odpowiadał lampie ze wspólną siatką. Analogia polega na tym, że obydwa układy mają małą oporność wejściową, dużą oporność wewnętrzną i nie odwracają fazy.

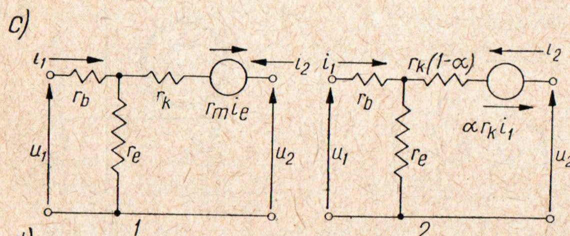
Rozszerzając powyższe rozważania otrzymujemy dla trzech układów pracy tranzystora trzy odpowiadające im układy pracy lamp (rysunek 48-6).

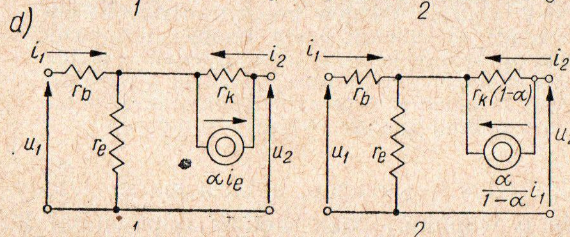
48.4. SCHEMATY ZASTĘPCZE TRANZYSTORA W UKŁADZIE O WSPÓLNYM EMITERZE

Układ tranzystora i jego pięć równoważnych napięciowych schematów zastępczych przedstawiono na rysunku 48-7. Dwa









Rys. 48-7. Tranzystor w układzie o wspólnym emiterze i jego pięć napięciowo równoważnych schematów zastępczych

schematy oznaczone literą *c* oraz dwa schematy oznaczone literą *d* są w zasadzie parami jednakowe. Różnica polega jedynie na odmiennym sposobie określania niektórych parametrów układu.

Z rysunku 48-7*b*, *c*-1, *d*-1 i odpowiednich schematów z rysunku 48-5 wynika, że elementy poszczególnych gałęzi schematu zastępczego typu *T* nie zależą od układu pracy tranzystora, lecz jedynie od jego parametrów. Z tego powodu nie ulegną zmianie w obecnym przypadku elementy: r_e, r_b, r_k i r_m; zmieni się tylko sposób ich połączenia zależnie od układu pracy tranzystora.

Dla układu z rysunku 48-7*b* otrzymamy zależności

$$\begin{aligned} U_1 &= r'_{11}I_1 + r'_{12}I_2 \\ U_2 &= r'_{21}I_1 + r'_{22}I_2 \end{aligned} \qquad (48.11)$$

Porównując schematy pokazane na rysunkach 48-7c i 48-5c możemy napisać

$$\begin{aligned} U_1 &= -U_e \qquad I_e = -(I_1+I_2) \\ U_2 &= U_k - U_e \qquad I_k = I_2 \end{aligned} \qquad (48.12)$$

Uwzględniając te zależności w równaniach (48.7*b*) otrzymamy

$$\begin{aligned} U_1 &= (r_b+r_e)I_1 + r_e I_2 \\ U_2 &= (r_e-r_m)I_1 + (r_k+r_e-r_m)I_2 \end{aligned} \qquad (48.13)$$

Stąd wynikają zależności

$$\begin{aligned} r'_{11} &= r_b+r_e = r_{12}+(r_{11}-r_{12}) = r_{11} \\ r'_{12} &= r_e = r_{11}-r_{12} \\ r'_{21} &= r_e-r_m = r_{11}-r_{21} \\ r'_{22} &= r_k+r_e-r_m = r_{11}+r_{22}-r_{12}-r_{21} \end{aligned} \qquad (48.14)$$

Otrzymaliśmy parametry tranzystora w układzie o wspólnym emiterze wyrażone za pomocą parametrów tegoż tranzystora w układzie o wspólnej bazie.

Układowi tranzystora o wspólnym emiterze odpowiada układ lampowy o podstawie katodowej (rys. 48-6). Obydwa układy mają względnie dużą oporność wejściową, dużą oporność wewnętrzną i odwracają fazę. W przypadku tranzystora ostrzowego, dla którego $\alpha > 1$, analogia z lampą jest tylko częściowa ze względu na istnienie w tranzystorze wewnętrznego sprzężenia zwrotnego. Tak więc w przypadku rozwarcia obwodu kolektora oporność wyjściowa takiego tranzystora ma charakter ujemny.

Innym ciekawym zagadnieniem jest fakt, że tranzystor ostrzowy w układzie o wspólnym emiterze może przenosić energię również w przeciwnym kierunku (od kolektora do bazy) z pewnym wzmocnieniem mocy.

48.5. SCHEMATY ZASTĘPCZE TRANZYSTORA W UKŁADZIE O WSPÓLNYM KOLEKTORZE

Trzecim możliwym układem pracy tranzystora jest układ o wspólnym kolektorze. Na rysunku 48-8 przedstawiono schematy zastępcze w tej konfiguracji. Układy *c*-1 i *c*-2 są zasadniczo jednakowe. Różnica między nimi polega na kombinacji niektórych parametrów układu. Podobnie schematy *d*-1 i *d*-2 są w zasadzie jednakowe.

Na podstawie rysunku 48-8*b* można napisać

$$\begin{aligned} U_1 &= r''_{11} I_1 + r''_{12} I_2 \\ U_2 &= r''_{21} I_1 + r''_{22} I_2 \end{aligned} \qquad (48.15)$$

Z rysunku 48-5*b* oraz 48-8*c*-*1* wynika, że

$$\begin{aligned} U_1 &= -U_k \qquad I_k = -(I_1+I_2) \\ U_2 &= U_e - U_k \qquad I_e = I_2 \end{aligned} \qquad (48.16)$$

Uwzględniając to otrzymujemy

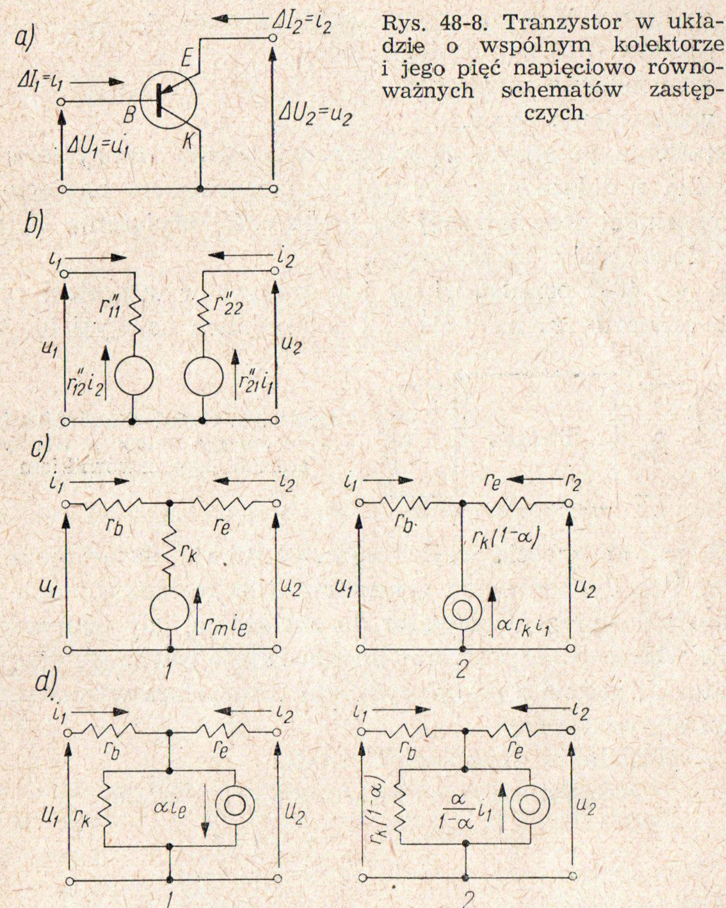
$$\begin{aligned} U_1 &= (r_b+r_k)I_1 + (r_k-r_m)I_2 \\ U_2 &= r_k I_1 + (r_k+r_e-r_m)I_2 \end{aligned} \qquad (48.17)$$

Wynikają stąd następujące zależności:

$$\begin{aligned} r''_{11} &= r_b + r_k = r_{22} \\ r''_{12} &= r_k - r_m = r_{22} - r_{12} \\ r''_{21} &= r_k = r_{22} - r_{12} \\ r''_{22} &= r_k + r_e - r_m = r_{22} + r_{11} - r_{12} - r_{21} \end{aligned} \qquad (48.18)$$

Tranzystor w konfiguracji o wspólnym kolektorze jest analogiczny z wtórnikiem katodowym (układ o wspólnej anodzie). Jeśli $\alpha \cong 1$, wtedy tranzystor można wykorzystać tak samo jak wtórnik katodowy. Układ o wspólnym kolektorze charakteryzuje się dużą opornością wejściową, małą opornością wyjściową i przenoszeniem energii bez odwracania fazy.

Dla tranzystora ostrzowego zanika analogia z układem lampowym wraz ze wzrostem α, a przenoszenie energii może odbywać się w obu kierunkach. Jeśli $\alpha > 2$, wtedy przenoszenie jest lepsze w kierunku od emitera do bazy. W kierunku od bazy do emitera



Rys. 48-8. Tranzystor w układzie o wspólnym kolektorze i jego pięć napięciowo równoważnych schematów zastępczych

przenoszenie odbywa się bez odwrócenia fazy, zaś w przeciwnym kierunku wzmacniacz odwraca fazę.

Jeśli elektrodą wyjściową jest emiter, to nie można przenosić zbyt długich sygnałów zmiennych i w związku z tym moc wyjściowa jest nieco mniejsza niż w pozostałych dwu konfiguracjach tranzystora.

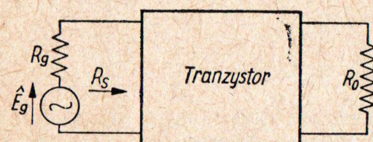
48.6. WZMOCNIENIE MOCY W TRANZYSTORACH

W dziedzinie wzmacniaczy tranzystorowych można używać całego szeregu różnych określeń wzmocnienia mocy. Mogą to być:

a) współczynnik dopasowania źródła,
b) maksymalne wzmocnienie skuteczne mocy,
c) maksymalne wzmocnienie mocy,
d) wzmocnienie wtrącenia,
e) wzmocnienie mocy.

Określenia te oparte są na przedstawieniu tranzystora jako czwórnika z dołączonym na wejściu generatorem napięciowym E_g o oporności wewnętrznej R_g i oporności obciążenia R_0 dołączonej do zacisków wyjściowych.

Na rys. 48-9 przedstawiony jest tranzystor w postaci czwórnika z generatorem na wejściu i obciążeniem na wyjściu. Wiel-



Rys. 48-9. Układ dla określenia wzmocnienia mocy z tranzystorem jako czwórnikiem

kość R_s jest opornością wejściową czwórnika z obciążeniem oporowym. Moc dysponowana generatora jest to maksymalna moc, jaką może dostarczyć generator do obciążenia, gdy oporność obciążenia włączona bezpośrednio do generatora równa się oporności generatora. Zgodnie z powyższym, dla tranzystora włączonego do obwodu otrzymuje się

a. Współczynnik dopasowania źródła

$$= \frac{\text{rzeczywista moc dostarczana przez źródło}}{\text{dysponowana moc źródła}}$$

b. Maksymalne wzmocnienie skuteczne mocy

$$= \frac{\text{rzeczywista moc dostarczana, gdy oporność } R_0 \text{ jest dopasowana optymalnie}}{\text{dysponowana moc źródła}}$$

c. Maksymalne wzmocnienie mocy

$$= \frac{\text{maksymalna moc wyjściowa (przy dopasowaniu } R_0 \text{ i } R_g \text{ do tranzystora}}{\text{dysponowana moc źródła}}$$

d. Wzmocnienie wtrącenia

$$= \frac{\text{moc wydzielona na oporniku } R_0 \text{ włączonym do wyjścia tranzystora}}{\text{moc na oporniku } R_0 \text{ włączonym bezpośrednio do źródła}}$$

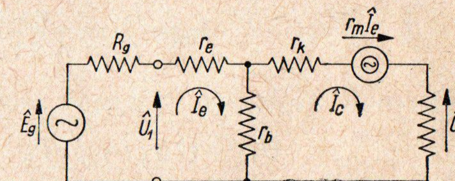
e. Wzmocnienie mocy

$$= \frac{\text{moc wydzielona na oporniku } R_0 \text{ włączonym do wyjścia tranzystora}}{\text{rzeczywista moc dostarczana ze źródła}} = \frac{\text{wzmocnienie wtrącenia}}{\text{współczynnik dopasowania}}$$

Wszystkie te pięć pojęć można dla obwodów zawierających tranzystory wyrazić analitycznie. Podawane przez wytwórcę wzmocnienie mocy jest najczęściej zgodne z podanym w p. e (lub w p. c). W następnym punkcie zostanie podany szczególny przypadek obliczenia wzmocnienia mocy.

48.7. WZMACNIACZ O WSPÓLNEJ BAZIE

Schemat zastępczy najczęściej używany dla tego układu przedstawiony jest na rys. 48-10. Można zauważyć, że jest to po prostu układ z włączonym do obwodu źródłem wzbudzającym



Rys. 48-10. Układ zastępczy wzmacniacza o wspólnej bazie

i obciążeniem. Podana poniżej analiza jest słuszna dla tranzystorów warstwowych i ostrzowych przy pracy sygnałami o małych amplitudach i o małej częstotliwości.

Zastosowanie pierwszego prawa Kirchhoffa daje równanie

$$\begin{aligned} \hat{U}_1 &= (r_e + r_b)\,\hat{I}_e - r_b\,\hat{I}_k \\ 0 &= -(r_m + r_b)\,\hat{I}_e + (r_b + r_k + R_0)\,\hat{I}_k \end{aligned} \qquad (48.19)$$

Wyznacznik układu wynosi

$$\Delta = \begin{vmatrix} r_e + r_b & -r_b \\ -(r_m + r_b) & r_b + r_k + R_0 \end{vmatrix} = r_b(r_k - r_m + R_0 + r_e) + r_e(r_k + R_0) \qquad (48.20)$$

Wyrażenia na prądy $\hat I_e$ i $\hat I_k$ można otrzymać bezpośrednio z równań (48.19) przez zastosowanie reguły Cramera. W wyniku otrzymuje się

$$\hat I_e = \frac{\begin{vmatrix} \hat U_1 & -r_b \\ 0 & r_b + r_k + R_0 \end{vmatrix}}{\Delta}$$

skąd

$$\hat I_e = \hat U_1 \frac{r_b + r_k + R_0}{\Delta} \qquad (48.21)$$

Podobnie

$$\hat I_k = \frac{\begin{vmatrix} r_e + r_b & \hat U_1 \\ -(r_m + r_b) & 0 \end{vmatrix}}{\Delta}$$

$$\hat I_k = \hat U_1 \frac{r_m + r_b}{\Delta} \qquad (48.22)$$

Wzmocnienie napięciowe $\hat k_u$ jest określone przez

$$\hat k_u = \frac{\hat I_k R_0}{\hat U_1} = \frac{(r_m + r_b) R_0}{r_b (r_k - r_m + R_0 + r_e) + r_e (r_k + R_0)} \qquad (48.23)$$

Wzmocnienie prądowe $\hat k_i$ wyraża się wzorem

$$\hat k_i = \frac{\hat I_k}{\hat I_e} = \frac{r_m + r_b}{r_b + r_k + R_0} \qquad (48.24)$$

Oporność wejściowa R_s wynosi zgodnie z zależnością (48.21)

$$R_s = \frac{\hat U_1}{\hat I_k} = \frac{r_b (r_k - r_m + R_0 + r_e) + r_e (r_k + R_0)}{r_b + r_k + R_0}$$

a następnie

$$R_s = r_e + r_b \frac{r_K - r_m + R_0}{r_b + r_k + R_0} \qquad (48.25)$$

Wzmocnienie mocy

$$k_p = \frac{|I_k|^2 R_0}{|I_e|^2 R_s} = |k_i|^2 \frac{R_0}{R_s}$$

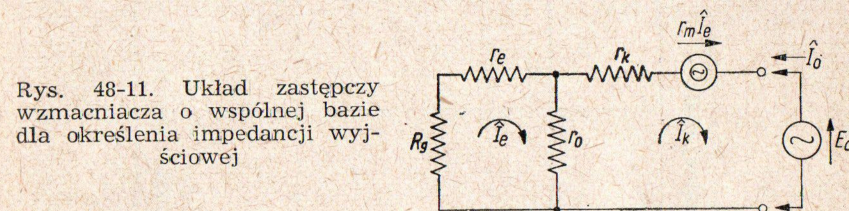
Po podstawieniu do powyższego wzoru zależności (48.24) oraz (48.25) otrzymuje się

$$k_p = \frac{(r_m + r_b)^2 R_0}{(r_b + r_k + R_0)[r_b (r_k - r_m + R_0 + r_e) + r_e (r_k + R_0)]} \qquad (48.26)$$

Oporność wyjściową można łatwo wyznaczyć posługując się układem z rys. 48-11. Oporność ta wyraża się wzorem

$$R_w = r_k - r_b \frac{r_m - R_g - r_e}{R_g + r_e + r_b} \qquad (48.27)$$

Należy zwrócić uwagę na tablicę 48-1, w której podano typowe parametry obwodów z tranzystorami ostrzowymi i warstwowymi. Podane wyżej wyrażenia muszą być dla tranzystorów



Rys. 48-11. Układ zastępczy wzmacniacza o wspólnej bazie dla określenia impedancji wyjściowej

ostrzowych używane bez uproszczeń, można je natomiast uprościć dla większości układów zawierających tranzystory warstwowe. W szczególności, gdy słuszne są następujące zależności

$$\begin{aligned} r_k - r_m &\gg r_e \\ r_k &\gg r_b \\ r_k - r_m &\gg R_0 \gg r_e \end{aligned} \qquad (48.28)$$

równania (48.23) do (48.27) skracają się do następujących wyrażeń

$$\hat k_u = \frac{R_0}{r_e + r_b (1 - \alpha)} \qquad (48.29)$$

$$\hat k_i = \alpha \qquad (48.30)$$

$$R_s = r_e + r_b (1 - \alpha) \qquad (48.31)$$

$$k_p = \frac{R_0 \alpha^2}{r_e + r_b (1 - \alpha)} \qquad (48.32)$$

$$R_w = r_k \frac{r_e + r_b (1 - \alpha) + R_g}{r_e + r_b + R_g} \qquad (48.33)$$

Powyższe wyniki zestawione są w tablicy 48-2.

Podobne obliczenia można przeprowadzić dla obu pozostałych układów tranzystora. Wyniki tych obliczeń zestawione są w tablicach 48-3 i 48-4.

Tablica 48-2. Wzory dla układu o wspólnej bazie

Wartość	Wzór dokładny	Wzór przybliżony $r_k-r_m \gg r_e;\ r_k \gg r_b$ $r_k-r_m \gg R_o \gg r_e$
$\hat{k}_u$	$\frac{(r_m-r_b)\,R_o}{r_b(r_k-r_m+R_o-r_o)+r_e\,(r_k+R_o)}$	$\frac{\alpha\,R_o}{r_e+r_b(1-\alpha)}$
$\hat{k}_i$	$\frac{r_m+r_b}{r_b+r_k+R_o}$	α
R_s	$r_e+r_b\,\frac{r_k-r_m+R_o}{r_b+r_k+R_o}$	$r_e+r_b(1-\alpha)$
R_w	$r_k-r_b\,\frac{r_m-R_g-r_e}{R_g+r_e+r_b}$	$r_k\,\frac{r_e+r_b(1-\alpha)+R_g}{r_e+r_b+R_g}$
k_p	$\frac{(r_m+r_b)^2\,R_o}{(r_b+r_k+R_o)\,[r_b(r_k-r_m+R_o+r_e)+r_e(r_k+R_o)]}$	$\frac{\alpha^2\,R_o}{r_e+r_b(1-\alpha)}$

Tablica 48-3. Wzory dla układu o wspólnym emiterze

Wartość	Wzór dokładny	Wzór przybliżony $r_k-r_m \gg r_e;\ r_k \gg r_b$ $r_b-r_m \gg R_o \gg r_e$
$\hat{k}_u$	$-\frac{(r_m-r_e)\,R_o}{r_e(r_k-r_m+R_o+r_e)+r_e(r_k+R_o)}$	$-\frac{\alpha\,R_o}{r_e+r_b(1-\alpha)}$
$\hat{k}_i$	$\frac{r_m-r_e}{r_k-r_m+R_o+r_e}$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
R_s	$r_b+r_k\,\frac{r_k+R_o}{r_k-r_m+R_o+r_e}$	$r_b+\frac{r_e}{1-\alpha}$
R_w	$r_k-r_m+r_e\,\frac{R_g+r_k+r_m}{R_g+r_b+r_e}$	$r_k(1-\alpha)+r_e\,\frac{r_m+R_g}{R_g+r_b+r_e}$
k_p	$\frac{(r_m-r_e)^2\,R_o}{(r_k-r_m+R_o+r_e)\,[r_b(r_k-r_m+R_o+r_e)+r_e(r_k+R_o)]}$	$\frac{\alpha^2\,R_o}{(1-\alpha)\,[r_e\cdot r_b(1-\alpha)]}$

T a b l i c a 48-4. Wzory dla układu o wspólnym kolektorze

Wartość	Wzór dokładny	Wzór przybliżony $r_k - r_m \gg r_e;\ r_k \gg r_b$; $r_k - r_m \gg R_o \gg r_e$
$\hat{k}_u$	$r \dfrac{r_k R_o}{r_b(r_k - r_m + R_o + r_e) + r_k(r_e + R_o)}$	1
$\hat{k}_i$	$\dfrac{r_k}{r_k - r_m + R_o + r_e}$	$\dfrac{1}{1-\alpha}$
R_s	$r_b + r_k \dfrac{r_e + R_o}{r_k - r_m + R_o + r_e}$	$\dfrac{R_o}{1-\alpha}$
R_w	$r_e + (r_k - r_m) \dfrac{R_g + r_b}{R_g + r_b + r_k}$	$r_e + (r_b + R_g)(1-\alpha)$
k_p	$\dfrac{r^2_k R_o}{(r_k - r_m + R_o + r_e)[r_b(r_k - r_m + R_o + r_e) + r_k(r_e + R_o)]}$	$\dfrac{1}{1-\alpha}$

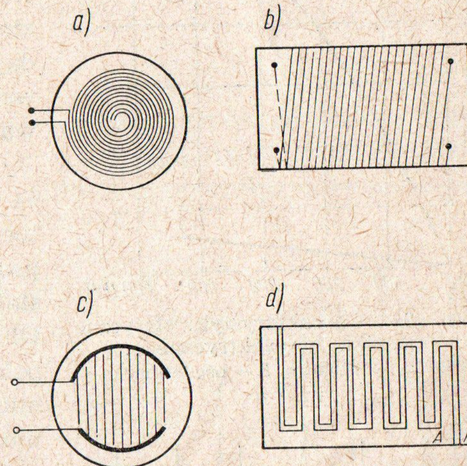
49. OPORNIKI FOTOELEKTRYCZNE

49.1. BUDOWA

Działanie opornika fotoelektrycznego jest oparte na zjawisku fotoelektrycznym wewnętrznym.

Budowę opornika fotoelektrycznego wyjaśnia rysunek 49-1. Na płytkę *1* z materiału izolacyjnego nanosi się przez naparowanie w próżni względnie drogą chemiczną cienką warstwę półprzewodnika *2*. Następnie półprzewodnik poddaje się obróbce cieplnej w obecności tlenu, aby zwiększyć jego czułość na promieniowa-

Rys. 49-2. Odmiany oporników fotoelektrycznych: *a*, *b*) z metalowych drucików nawiniętych na porcelanie, *c*) typu kondensatorowego, *d*) grawerowany złotem na płytce szklanej lub grafitowej





Rys. 49-1. Budowa opornika fotoelektrycznego: *1* — płytka izolacyjna, *2* — warstwa półprzewodnika, *3* — metalowe elektrody

nie. Na skrajach warstwy półprzewodnika umieszcza się dwie metalowe elektrody *3*, które służą do połączenia opornika ze źródłem zasilania.

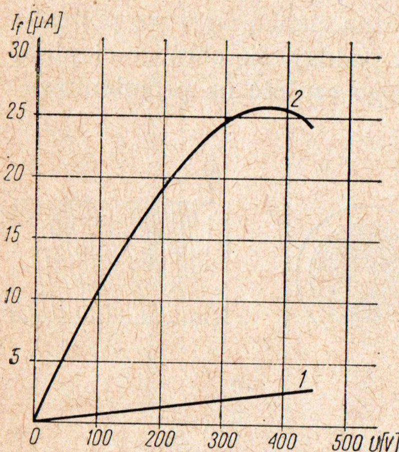
Do półprzewodników najczęściej stosowanych w opornikach fotoelektrycznych należą: siarczek ołowiowy, siarczek kadmowy, siarczek talu, selenek kadmu, stopy selenu z ołowiem, selenu z tellurem oraz inne. Na rysunku 49-2 pokazano kilka odmian budowy oporników fotoelektrycznych.

Rozróżniamy oporniki fotoelektryczne chłodzone i nie chłodzone.

Opornik fotoelektryczny chłodzony wyposażony jest w szklaną bańkę. Chłodzenie uzyskuje się za pomocą ciekłego azotu lub ciekłego powietrza.

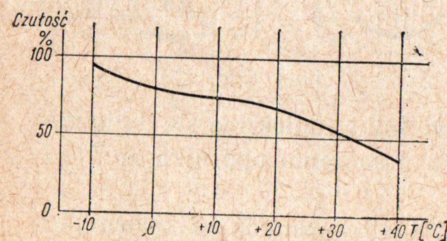
49.2. CECHY CHARAKTERYSTYCZNE

Czułość opornika fotoelektrycznego — jest to stosunek prądu fotoelektrycznego do strumienia promieniowania padającego na opornik, przy określonej temperaturze źródła promieniowania. Czułość podaje się w µA/W lub w µA/lm. Użyteczna wartość czułości zależy od poziomu szumów, na które składają się zjawiska powstające wskutek ruchu elektronów w warstwie półprzewodnikowej.



Rys. 49-3. Charakterystyki statyczne opornika fotoelektrycznego:
1 — zaciemnionego, 2 — oświetlonego

Charakterystyka statyczna — określa zależność prądu fotoelektrycznego od napięcia doprowadzonego do opornika przy stałym strumieniu świetlnym. Dla przykładu na rysunku 49-3 pokazano charakterystyki opornika fotoelektrycznego zaciemnionego *1* i oświetlonego *2*.



Rys. 49-4. Charakterystyka temperaturowa opornika fotoelektrycznego

Charakterystyka świetlna — wykazuje zależność prądu fotoelektrycznego od wartości strumienia promieniowania. Prąd fotoelektryczny, płynący przez opornik, jest wprost proporcjonalny do oświetlenia, jednak zależność jest słuszna tylko dla prądu pierwotnego.

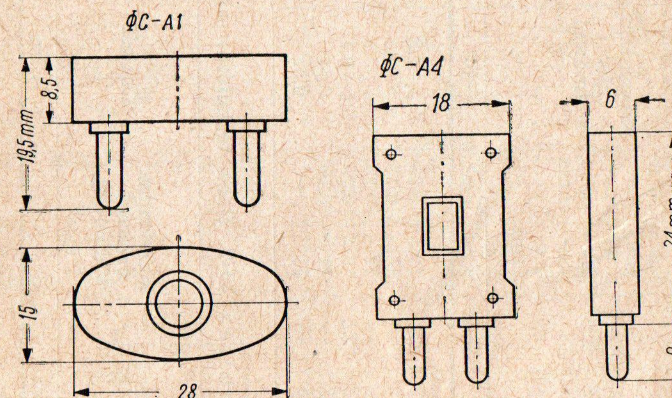
Charakterystyka widmowa — jest to zależność prądu fotoelektrycznego (lub czułości opornika) od długości fali promieniowania padającego na opornik.

Charakterystyka częstotliwościowa — określa zależność czułości opornika fotoelektrycznego od częstotliwości modulacji strumienia promieniowania. Czułość ta maleje ze wzrostem częstotliwości, co jest spowodowane wpływem bezwładności opornika. Bezwładność oporników fotoelektrycznych polega na tym, że prąd fotoelektryczny nie narasta momentalnie z chwilą pojawienia się oświetlenia i nie znika natychmiast po przerwaniu oświetlenia.

Charakterystyka temperaturowa — przedstawia zmianę czułości opornika fotoelektrycznego w funkcji temperatury otoczenia. Jak widać na rysunku 49-4 zawierającym charakterystykę temperaturową opornika z siarczku talu, czułość opornika wzrasta w miarę obniżania temperatury.

49.3. RODZAJE

Tablica 49-1 podaje parametry kilku typów oporników fotoelektrycznych produkowanych w Związku Radzieckim. Pierwsze dwa typy ΦC-A1 i ΦC-A4 (rys. 49-5) są opornikami wykonanymi



Rys. 49-5. Oporniki fotoelektryczne typu ΦC-A1 i ΦC-A4

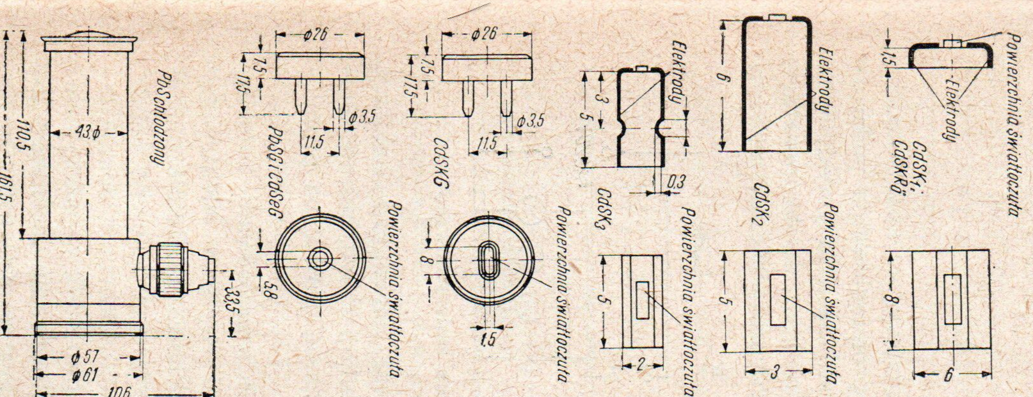
z siarczku ołowiowego Pbs i mają budowę z nóżkami umożliwiającymi zamocowanie w gniazdku lampowym. Maksymalne napięcie pracy oporników PbS wynosi 15 V, oporność „na ciemno" zawiera się w granicach $(10^4 \div 10^5)\Omega$, czułość zaś w przybliżeniu równa się 0,5 A/lm.

Tablica 49-1. Dane techniczne oporników fotoelektrycznych produkcji ZSRR

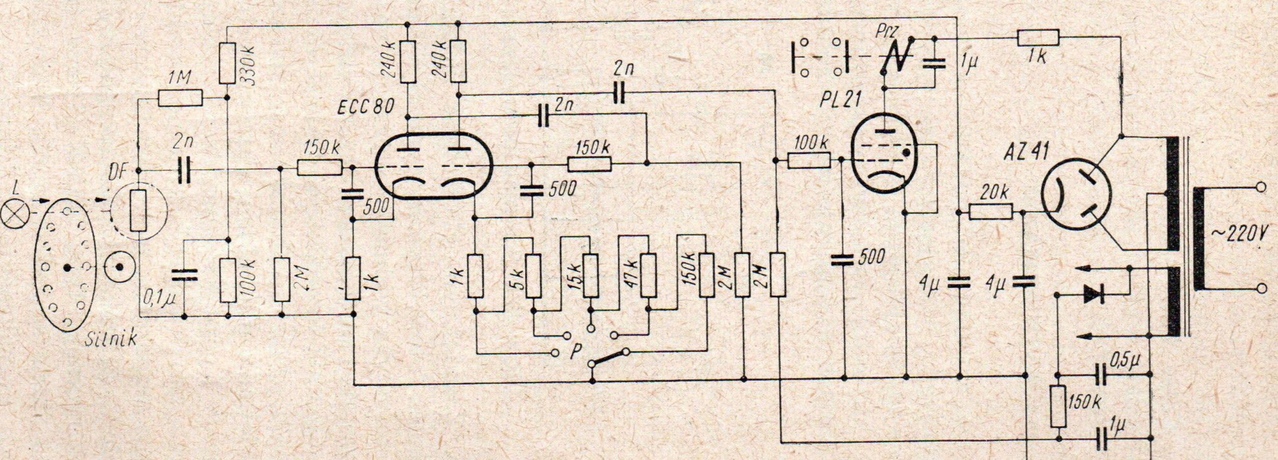
Typ	Rodzaj półprzewodnika	Długość	Szerokość	Wysokość łącznie z wyprowadzeniami	Czynna powierzchnia	Maksimum czułości widmowej	Czułość	Oporność zaciemnienia	Prąd ciemny przy napięciu 15 V	Maksymalne napięcie pracy	Maksymalna częstotliwość modulacji światła	Współczynnik temp. w zakresie od 0 do 40° C
		mm	mm	mm	cm²	μ	A/lm	Ω	μA	V	Hz	% na 1° C
ΦC-A1	Pb S	28	15	19,5	0,28	1,3÷2,3	0,5	$10^4 \div 10^5$	150	15	1000÷6000	1,5
ΦC-A4	Pb S	18	6	33	0,28	1,3÷2,3	0,5	$10^4 \div 10^5$	150	15	1000÷6000	1,5
ΦC-K1	Cd S	⌀28	—	16	0,29	0,4÷0,7	3	10^7	1,5	400	10÷100	1,4
ΦC-K2	Cd S	28	12,5	16	0,25	0,4÷0,7	2,5	10^6	15	300	10÷100	0,12
ΦCK-M1	Cd S	⌀28	—	21	0,28	0,51	0,5÷3	$10^8 \div 10^{12}$	$2 \div 10^{-3}$	600	5÷10	—
ΦCK-M2	Cd S	⌀28	—	21	—	0,51	0,3÷10	$10^6 \div 10^8$	0,2	600	<3	—

Tablica 49-2. Dane techniczne oporników fotoelektrycznych firmy Zeiss

Rodzaj półprzewodnika	Czynna powierzchnia	Maksimum czułości widmowej	Czułość	Prąd ciemny	Maksymalny prąd fotoelektryczny przy F=1000 lx	Maksymalne napięcie pracy	Współczynnik temp. w zakresie od +15° C do +40° C
	mm	μ	A/lm	μA	mA	V	% na 1° C
Cd S	6×0,15	0,52	0,06÷0,5	10	0,5	80	−1,5÷+1,5
Cd Se	5×5	0,73	—	1	0,5	100	−2
Pb S	5×5	2,3	—	—	—	100	—



Rys. 49-6. Oporniki fotoelektryczne firmy Zeiss

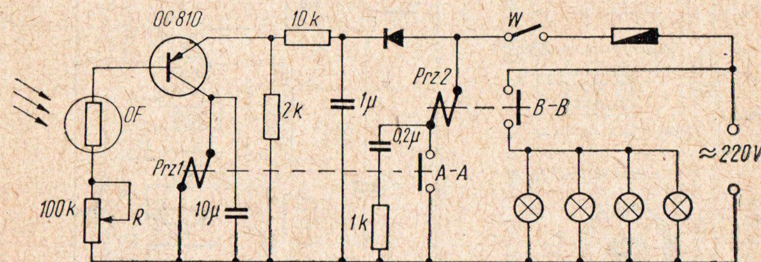


Rys. 49-7. Schemat ideowy przekaźnika fotoelektrycznego

Zakłady Zeissa w NRD produkują kilka typów oporników fotoelektrycznych, w których jako warstwę światłoczułą użyto siarczek ołowiowy PbS, siarczek kadmu CdS oraz selenek kadmu CdSe. Dane techniczne tych oporników zawiera tablica 49-2, natomiast wygląd zewnętrzny wraz z wymiarami pokazano na rysunku 49-6.

49.4. ZASTOSOWANIE

Na rysunku 49-7 pokazano schemat ideowy przekaźnika elektronowego, działającego pod wpływem promieniowania podczerwonego. Znajduje on zastosowanie w zakładach przemysłowych do kontroli procesów nagrzewania, do kontroli temperatury w piecach, sygnalizuje nagrzewanie się ruchomych części maszyn



Rys. 49-8. Schemat ideowy „wyłącznika zmierzchowego"

itp. Zasadniczym elementem układu jest siarczkowo-ołowiowy opornik fotoelektryczny typu 61 SV produkcji Valvo, którego charakterystyka widmowa wykazuje największą czułość na promieniowanie czerwone i podczerwone.

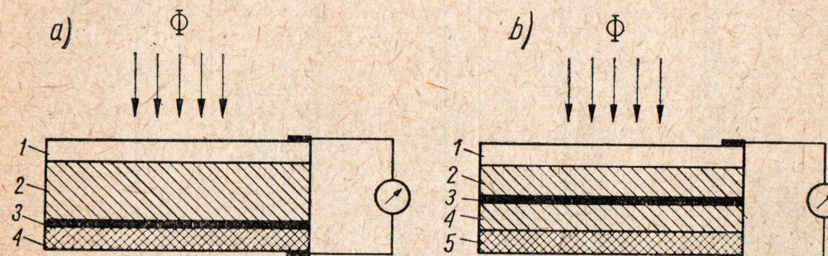
Opornik fotoelektryczny znalazł również zastosowanie w urządzeniu, które automatycznie włącza i wyłącza elektryczne oświetlenie ulic, okien wystawowych, reklam itp. Niezależnie od pogody i pory roku urządzenie zostaje włączone z chwilą zapadnięcia zmroku i wyłączone po rozwidnieniu. Schemat ideowy takiego urządzenia, przedstawiony na rysunku 49-8, wyjaśnia działanie wyłącznika zmierzchowego przy zastosowaniu opornika fotoelektrycznego typu CdS-K-G oraz tranzystora OC 810. Oprócz tego znane są zastosowania fotooporników w układach alarmowych, sygnalizacyjnych i innych.

50. PRZYRZĄDY FOTOELEKTRYCZNE Z WARSTWĄ ZAPOROWĄ

50.1. BUDOWA

Zjawisko fotoelektromotoryczne (fotowoltaiczne) zachodzi pod wpływem promieniowania i polega na pojawieniu się siły elektromotorycznej w układzie złożonym z półprzewodnika, warstwy zaporowej i metalowych elektrod.

Jeżeli metalowa płytka zostanie pokryta warstwą półprzewodnika wykazującego zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, a następnie poddana odpowiedniej obróbce cieplnej, to w miejscu zetknięcia metalu z półprzewodnikiem utworzy się warstwa zaporowa (rys. 50-1). Jej właściwością jest przepuszczanie elektro-



Rys. 50-1. Układ do badania zjawiska fotoelektromotorycznego
a) 1 — półprzezroczysta metalowa elektroda, 2 — warstwa półprzewodnika, 3 — warstwa zaporowa, 4 — metalowa płytka;
b) 1 — półprzezroczysta metalowa elektroda, 2 — półprzewodnik typu elektronowego, 3 — warstwa zaporowa, 4 — półprzewodnik typu dziurowego, 5 — metalowa elektroda

nów w jednym kierunku, podczas gdy w przeciwnym kierunku wykazuje ona dużą oporność. Elektrony, wyzwolone w półprzewodniku pod wpływem promieniowania, przechodzą przez warstwę zaporową do metalu, w wyniku czego pomiędzy półprzewodnikiem a metalem pojawia się siła elektromotoryczna.

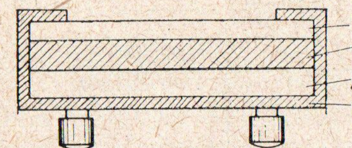
Ogniwa fotoelektryczne są pod względem budowy zbliżone do oporników fotoelektrycznych (rysunek 50-2). Na metalowej elektrodzie *A* znajduje się warstwa półprzewodnika *P*, na którą zostaje napylona cienka, półprzezroczysta warstewka złota lub platyny, stanowiąca elektrodę *B*. Całość jest umieszczona w obudowie z tworzywa sztucznego zawierającego dwa zaciski, do których

Tablica 50-1. Dane techniczne ogniw fotoelektrycznych produkcji ZSRR

Typ	Rodzaj półprzewodnika	Użyteczna powierzchnia	Całkowita czułość	Siła elektromotoryczna	Oporność wewnętrzna	Liniowy odcinek charakterystyki świetlnej	Maksimum charakterystyki widmowej	Maksymalna częstotliwość modulacji światła
		cm²	mA/lm	mV	kΩ	μA	μ	Hz
K-5	selen	5	0,25÷0,5	—	1÷50	—	0,5÷0,6	50÷100
K-10	selen	10	0,25÷0,5	—	1÷50	—	0,5÷0,6	50÷100
K-20	selen	20	0,25÷0,5	—	1÷50	—	0,5÷0,6	50÷100
—	siarczek talu	2	5÷10	do 150	—	do 30÷50	0,8÷1	—
ФЭСС-У2	siarczek srebra	2	3,5÷8	60÷150*	1,5÷3	5÷150**	0,6÷1	5÷10
ФЭСС-У3	siarczek srebra	3	3,5÷8	60÷150	1÷2	5÷150	0,6÷1	5÷10
ФЭСС-У5	siarczek srebra	5	3,5÷8	60÷150	0,7÷1,4	5÷150	0,6÷1	5÷10
ФЭСС-У10	siarczek srebra	10	3,5÷8	60÷150	0,4÷0,8	5÷150	0,6÷1	5÷10

* przy natężeniu oświetlenia 25 lx
** przy oporności obciążenia 10÷500 Ω

są dołączone elektrody ogniwa. W celu zabezpieczenia ogniwa przed wpływami zewnętrznymi, jego powierzchnię światłoczułą pokrywa się cienką warstewką lakieru ochronnego. Do produkcji



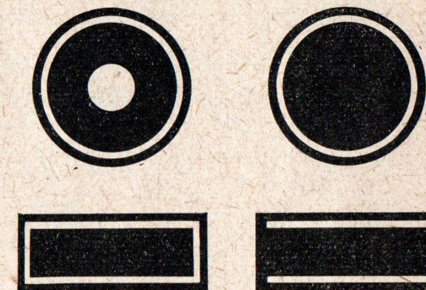
Rys. 50-2. Budowa ogniwa fotoelektrycznego: *A* i *B* — elektrody, *P* — półprzewodnik, *C* — obudowa ogniwa

ogniw fotoelektrycznych stosuje się takie półprzewodniki, jak: tlenek miedziawy, selen, krzem, siarczek srebra, talu, ołowiu i inne.

50.2. RODZAJE

W ZSRR produkuje się różne ogniwa fotoelektryczne dla potrzeb przemysłu, pracowni naukowych, fotografii itp. W tablicy 50-1 podano przykładowo kilka typów ogniw, w których jako półprzewodnik zastosowano selen, siarczek talu i siarczek srebra.

Zakłady Zeissa w NRD produkują różnego kształtu (np. prostokątne lub okrągłe) selenowe ogniwa fotoelektryczne, znajdujące szerokie zastosowanie w przyrządach fotometrycznych. Ogniwo selenowe (rysunek 50-3) składa się z metalowej płytki — podłoża pokrytej warstwą selenu o określonej budowie krystalicznej, na której znajduje się wierzchnia elektroda łatwo przepuszczająca światło. Ta elektroda jest wzmocniona przez natryskane wzdłuż brzegu paski stykowe. W celu zabezpieczenia przed uszkodzeniem mechanicznym oraz przed wpływami atmosferycznymi ogniwo zostało pokryte ochronną warstwą lakieru. Parametry ogniw fotoelektrycznych Zeissa są ujęte w tablicy 50-2.



Rys. 50-3. Budowa ogniw fotoelektrycznych firmy Zeiss

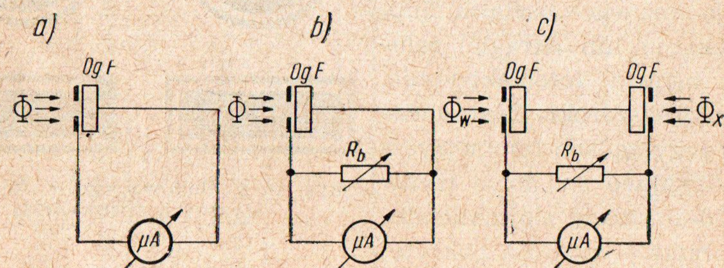
Tablica 50-2. Dane techniczne ogniw fotoelektrycznych firmy Zeiss

Wymiary ogniwa (∅ w mm)	Rodzaj półprzewodnika	Użyteczna powierzchnia	Siła elektromotoryczna	Pojemność własna ogniwa	Maksimum charakterystyki widmowej
		cm²	mV	pF/cm²	μ
12	selen	0,455	ok. 500	ok. 40000	0,5÷0,6
25	selen	3,14			
45	selen	11,3			
67	selen	28			
32 z otworem	selen	2,9			
35 z otworem	selen	4			
45 z otworem	selen	9,1			
22×40	selen	5,43			
16,8×43,4	selen	4,83			
18×44	selen	5,16			

50.3. ZASTOSOWANIE

Ogniwa fotoelektryczne mogą mieć zastosowanie w układach pomiarowych.

Ogniwo fotoelektryczne selenowe w połączeniu z mikroamperomierzem magnetoelektrycznym stanowi najprostszy miernik

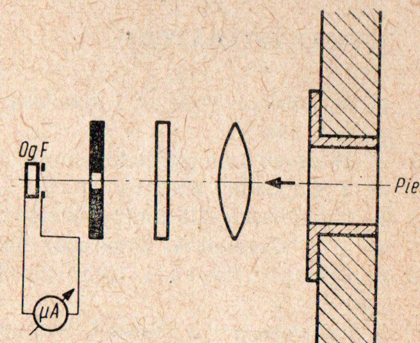


Rys. 50-4. Układ połączeń luksomierza

natężenia oświetlenia (rysunek 50-4). Oporność wewnętrzna mikroamperomierza powinna być możliwie mała, gdyż jedynie dla niewielkich oporności zewnętrznych charakterystyka świetlna ogniwa zachowuje przebieg prostoliniowy.

Miernik skaluje się w luksach, co umożliwia bezpośredni odczyt natężenia oświetlenia, po umieszczeniu światłoczułej powierzchni w badanym miejscu.

Do pomiarów laboratoryjnych używa się wielozakresowych luksomierzy z czułym galwanometrem i regulowanym bocznikiem, właściwym dla danego zakresu pomiarowego (rysunek 50-4 b). Inny rodzaj światłomierza — z ogniwem różnicowym (rysunek 50-4 c) — ma zastosowanie przy pomiarach porównawczych. Są to dwa ogniwa o jednakowych czułościach bezwzględnych, połączone przeciwsobnie przez galwanometr. Jedno z nich jest oświetlone wzorcowym źródłem światła, drugie zaś badanym.



Rys. 50-5. Zasada działania pirometru fotoelektrycznego

Ogniwo znalazło również zastosowanie w przemyśle do pomiarów i rejestracji wysokich temperatur. Wpłynęły na to takie czynniki, jak prostota konstrukcji, łatwość posługiwania się ogniwami oraz zbędność stosowania zewnętrznego źródła zasilającego. Zasadę działania pirometru fotoelektrycznego wyjaśnia rysunek 50-5.

WYKAZ LITERATURY

1. *B. M. Cariew:* Rasczot i konstruirowanije elektronnych lamp. Gosenergoizdat, 1961 r.
2. *W. Własow:* Lampy elektronowe. PWT, 1951 r.
3. *W. I. Gaponow:* Elektronika, cz. I. PWN, 1965 r.
4. *T. Zagajewski:* Układy elektroniki przemysłowej. WNT, 1964 r.
5. *M.* i *M. Gurewicze:* Przyrządy elektronowe. MON, 1962 r.
6. *R. Szampe:* Fizyka i technika elektrowakumnych priborow. Energia, 1964 r.
7. *B. Paszkowski* i *J. Hennel.* Lampy elektronowe. PWT, 1953 r.
8. *L. Niemcewicz:* Lampy elektronowe i półprzewodniki. WKiŁ, 1962 r.
9. *N. N. Chlebnikow:* Elektronnyje pribory. Świaź, 1964 r.
10. *A. A. Sanin:* Elektroniczne przyrządy fizyki jądrowej. WNT, 1964 r.
11. *W. A. Miller* i *L. A. Kurakin:* Priomnyje elektronnołuczewnyje trubki. Energia, 1964 r.
12. *P. Dushman:* Scientific fundations of vacuum technique. New York, 1962 r.
13. Sprawocznik — Tranzistory i połuprowodnikowyje diody. Świaźizdat, 1963 r.
14. Połuprowodnikowyje fotopriomniki i preobrazowatieli izłuczenija. Mir, 1965 r.
15. *C. Fritzsche:* Technologia materiałów półprzewodnikowych. PWN, 1963 r.
16. *W. Barwicz:* Podstawy konstrukcji i technologii lamp elektronowych. PWT, 1957 r.
17. *A. Ambroziak.* Półprzewodnikowe przyrządy fotoelektryczne. MON, 1962 r.
18. *A. Kraszewski:* Mikrofalowe lampy wyładowcze. WNT, 1963 r.
19. *M. Chmielewski:* Diody tunelowe, WNT, 1962 r.
20. Przemysłowy Instytut Elektroniki: Katalog wyrobów. W.K. i C., 1964 r.
21. „Tewa": Elementy półprzewodnikowe — katalog. 1963 r.
22. Praca zbiorowa: Atlas lamp elektronowych. WKiŁ, 1961 r.
23. *P. Mikołajczyk* i *B. Paszkowski:* Electronic uniwersal vade-mecum. WNT, 1964 r.
24. *J. Hennel:* Zarys lamp elektronowych, tom I, WNT, 1961 r.
25. *J. Hennel* i *A. Świt:* Zarys lamp elektronowych, tom II, WNT, 1961 r.
26. *Z. Faust:* Przetworniki fotoelektryczne. WKiŁ, 1963 r.
27. *Z. Kleczko:* Lampy oświetleniowe i elektronowe cz. I i II. PWSZ 1965 r.
28. *L. Kędzierski:* Podstawy telewizji. WNT. 1964 r.

LAMPY ELEKTRONOWE I ELEMENTY PÓŁPRZEWODNIKOWE

Cena zł 27,—

